PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

vereinigt mit dem

JAHRBUCH DER RADIOAKTIVITÄT UND ELEKTRONIK

Nr. 15 — 1. August 1939 — Redaktionsschluß für Nr. 17 am 15. August 1939 — 40. Jahrgang

INHALT:

Abhandlungen:

W. Rump, Über ein Nadel-Vibrationsgalvanometer hoher Empfindlichkeit. S. 493.

A. Foroud und E. Justi, Untersuchungen über den elektrischen Widerstand von Molybdäneinkristallen unter der Einwirkung von starken magnetischen Quer- und Längsfeldern. S. 501.

P. Debye, Das Sektorverfahren bei der Aufnahme von Elektroneninterferenzen. S. 507.

G. Rosenthal, Die ultraroten Absorptionen der Seltenen Erd-Ionen. S. 508.

F. Emde, Um wieviel unterscheiden sich die Spannungen selbstgefertigter Westonelemente? S. 512.

H. v. Steinwehr, Stellungnahme zu der Frage der elektrischen Grundeinheiten. S. 515.

Besprechungen:

Gmelins Handbuch der anorganischen Chemie. 1. Systemnummer 27: Magnesium. 2. Systemnummer 35: Aluminium. 3. Systemnummer 68: Platin. S. 516.

Nachrichten. S. 516.

ABHANDLUNGEN

Über ein Nadel-Vibrationsgalvanometer hoher Empfindlichkeit[1])

Von W. Rump

Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt

Übersicht

Nach einer kurzen Angabe über Zweck und Wirkungsweise der Vibrationsgalvanometer (im folgenden kurz VG. bezeichnet) folgt eine Beschreibung des neuen Instruments, das eine Fortentwicklung des von Schering und Schmidt[2]) gebauten Nadel-Vibrationsgalvanometers mit elektromagnetischer Abstimmung ist. Gegenüber diesem Instrument wird durch die Verwendung von sehr kleinen vormagnetisierten Nadeln aus geeignetem Magnetstahl sowie durch konstruktive Umgestaltung eine Erhöhung sowohl der Strom- wie der Spannungsempfindlichkeit um mehr als eine Größenordnung erreicht, unter Beibehaltung seiner sonstigen guten Eigenschaften. Aus den formelmäßig angegebenen Beziehungen zwischen den Konstanten des Instruments und seinen Eigenschaften werden die maßgeblichen Gesichtspunkte für die Neukonstruktion hergeleitet. Es folgen Angaben über die mit dem Instrument erhaltenen Meßergebnisse. Alsdann wird noch ein tragbares Nadel-Vibrationsgalvanometer mit magnetischer Abstimmung beschrieben.

1) Das Instrument wird von der Firma Hartmann & Braun, Frankfurt a. M., hergestellt.

2) Schering und Schmidt, Zeitschr. f. Instrumentenkunde **38**, 1–11, 1918.

Allgemeines

In der Wechselstrommeßtechnik verwendet man in Brücken- und Kompensationsschaltungen mit Vorteil VG. als Nullinstrumente. Die häufigste Ausführungsform ist die, bei der das System Torsionsschwingungen ausführt, wobei das Bild eines leuchtenden Fadens auf der Mattscheibe als ein breites Lichtband erscheint. Wenn die mechanische Eigenfrequenz des schwingenden Systems mit der Frequenz des erregenden Wechselstromes übereinstimmt, werden die Torsionsschwingungen durch die entstehende Resonanz erheblich verstärkt. Durch die Abstimmung auf die Meßfrequenz haben die VG. den Vorzug der relativen Unempfindlichkeit gegen Oberwellen. Die Abstimmung erfolgt allgemein durch eine Änderung der Direktionskraft des Systems, indem bei den meisten Formen die Aufhängedrähte durch verschiebbare Stege verlängert oder gekürzt werden. Bei manchen Instrumenten ist außerdem eine Feinabstimmung durch eine Änderung der Fadenspannung vorgesehen. Diese Art der Abstimmung, die durch Hantieren am Instrument selbst erfolgt, ist recht umständlich und führt leicht zu Beschädigungen des schwingenden Systems. Wesentlich erleichtert wurde die Abstimmung auf Resonanz beim Nadelgalvanometer durch die von Schering und Schmidt eingeführte elektromagnetische Abstimmung, bei der die Direktionskraft der Nadel durch einen kleinen Elektromagneten geändert wird, dessen Erregerstrom am Beobachtungsplatz durch Regelwiderstände auf die erforderliche Stromstärke eingestellt werden kann.

Im Fall der Resonanz hat die zugeführte Energie nach dem Abklingen des Einschaltvorganges lediglich die Verluste zu decken, welche bei den Torsionsschwingungen auftreten und die durch die Luftreibung, durch die unvollkommene Elastizität der Aufhängung sowie durch Wirbelstrombildung bedingt sind. Zu diesen Verlusten, welche bei einem Instrument von äußeren Faktoren unabhängig sind, treten noch weitere Verluste, die von der äußeren Meßanordnung abhängen und sich gegebenenfalls sehr stark ändern können. Bei den Torsionsschwingungen wird in der Wechselstromspule als Rückwirkung der Schwingungen eine E.M.K. induziert, die in dem Schließungskreis des Instrumentes einen Strom erzeugt, der von dem erregenden Wechselstrom aufgebracht werden muß. Dieser Anteil der Verluste ist bei großem äußerem Widerstand gering; dagegen kann er bei kleinen äußeren Widerständen, wenn die Rückwirkung groß ist, ein Vielfaches der übrigen Verluste betragen. Nun bedingen die Verluste, welche bei den Torsionsschwingungen auftreten, den Verlauf der Resonanzempfindlichkeitskurve, die Resonanzbreite, die relative Empfindlichkeit gegen Oberwellen und die Abklingzeit. Diese Eigenschaften sind somit bei großer Rückwirkung des schwingenden Systems in hohem Maße von der jeweiligen Meßanordnung abhängig. Wie sich ferner zeigen läßt, ist bei großer Rückwirkung ebenfalls die Resonanzabstimmung von der Größe der Schließungswiderstände abhängig, so daß sie gegebenenfalls bei den Messungen öfter nachgeregelt werden muß. Wenn sich alle diese Eigenschaften eines Instrumentes während einer Messung stark ändern, z. B. bei einer Regelung der Empfindlichkeit durch Vorwiderstände, ist diese Abhängigkeit von der Meßanordnung naturgemäß sehr unbequem.

In neuerer Zeit haben Meißner und Adelsberger[1]) in der Reichsanstalt ein VG. entwickelt, bei dem durch die Vereinigung eines elektrischen und eines mechanischen Schwingungskreises in einem kleinen Frequenzbereich von etwa 8 Hz eine konstante Empfindlichkeit erzielt wurde. Dieses Instrument ist als Spannungsmesser zur Messung kleiner Wechselspannungen gebaut. Zur Erzielung der von der Frequenz nahezu trapezförmig abhängigen Empfindlichkeitskurve wird die Nadel auf mechanische Resonanz und die Wechselstromspule auf elektrische Resonanz abgestimmt sowie ein Vorwiderstand passend eingeregelt.

Das von Schering und Schmidt in der Reichsanstalt früher entwickelte und bereits erwähnte VG. hat neben dem Vorzug der einfachen Resonanzabstimmung, eine für die derzeitigen Anforderungen an die Meßgenauigkeit ausreichende Empfindlichkeit, ferner eine so geringe Rückwirkung des schwingenden Systems, daß sie bei den Messungen nicht stört. Da die Nadel gut gedämpft ist, folgt der Ausschlag des Instrumentes rasch einer Änderung des erregenden Stromes. Dank dieser Vorzüge wurde das VG. erstmalig den Anforderungen an ein technisches Meßinstrument gerecht; ihnen verdankt es seine rasche Einführung und weite Verbreitung in der elektrischen Meßtechnik.

Die Anforderungen an die Meßgenauigkeit sind inzwischen erheblich gestiegen und die Empfindlichkeit des von Schering und Schmidt entwickelten VG. genügt oft nicht mehr zur Erzielung einer ausreichenden Genauigkeit. Da es kein empfindlicheres VG. gibt, das die Vorzüge dieses Instrumentes in sich vereinigt, versuchte Verfasser zunächst, seine Empfindlichkeit zu erhöhen. Die hierzu erforderlichen Abänderungen waren so erheblich, daß eine Neukonstruktion nicht zu vermeiden war. Bei den Versuchen wurde vor allem darauf geachtet, die Vorzüge des von Schering und Schmidt entwickelten VG. zu erhalten, damit das Arbeiten mit dem neuen Instrument nicht unnötig erschwert wird.

Der Aufbau des neuen Vibrationsgalvanometers

Das VG. (s. Abb. 1) besteht im wesentlichen aus vier Teilen: Dem Wechselstromkern (*W*) mit der Wechselstromspule, dem Elektromagneten

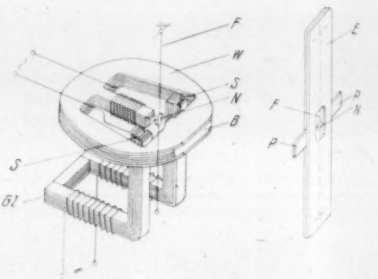

Abb. 1. Schematische Darstellung des Vibrationsgalvanometers.

(*Gl*) mit den Gleichstromspulen zur Abstimmung, dem Einsatz (*E*) mit der Nadel (*N*) und der Schutzkappe.

Der Wechselstromkern ist aus Nickeleisen- oder Transformatorenblechen nach Art

[1]) Meißner und Adelsberger, Zeitschr. f. techn. Phys. **11**, 103, 1930; **13**, 475, 1932; **14**, 111, 1933.

eines Manteltransformators aufgebaut und waagrecht angeordnet. Zwischen dem Mittelkern mit einem Querschnitt von 5×5 mm und dem vorderen Joch befindet sich ein Luftspalt von 5 mm Breite; die Kanten an der Stirnfläche des Mittelkernes sind abgeschrägt. In dem Spalt hängt bei dem betriebsfertigen Instrument die Magnetnadel des Systems. Auf dem Mittelkern sitzt die Wechselstromspule von 1500 Windungen, mit einem Widerstand von etwa 50 Ω. Die Spule hat eine Induktivität von 0,08 H. Durchfließt ein Wechselstrom die Spule, so erregt er in dem Spalt ein pulsierendes Magnetfeld, das die kleine Magnetnadel zu Torsionsschwingungen um den Faden anregt. Von einem Teil der Bleche, aus denen der Wechselstromkern aufgebaut ist, wurde der Mittelteil des vorderen Joches abgeschnitten. Diese Bleche sind als Mittelbleche verwendet. Hierdurch ist in dem Kern ein 3 mm hoher und etwa 15 mm breiter horizontaler Beobachtungsschlitz (B) vorhanden, durch den das Licht der Galvanometerlampe auf den Spiegel der Nadel fällt.

Zur Erzeugung der abstimmbaren Direktionskraft der Nadel dient der ebenfalls aus Nickeleisenblechen aufgebaute, U-förmig ausgebildete und waagrecht unterhalb des Wechselstromkernes angebrachte Elektromagnet (Gl). Seine beiden Schenkel tragen je eine Gleichstromspule von etwa 400 Windungen und sind an ihren freien Enden senkrecht nach oben abgebogen. Sie endigen in den beiden Fenstern des Mantelkerns neben dessen Luftspalt. Die Enden der Schenkel des Elektromagneten sind in der Mitte ihrer waagrecht liegenden Stirnflächen etwa 5 mm tief geschlitzt. In diese Schlitze (S) werden die Polschuhe (P) des auswechselbaren Einsatzes gesteckt, der das schwingende System trägt. Der Elektromagnet und der Wechselstromkern sind, um die Kapazität der Wechselstromspule gegen Erde klein zu halten, voneinander isoliert an einem Hartgummistück befestigt, das auf der Grundplatte des Instruments festgeschraubt ist. Die Drähte der Spulen enden in Klemmschrauben an dem Sockel des Instruments. Der Strom für die Erregung des Magneten kann aus einer kleinen Akkumulatorenbatterie von 2–4 V entnommen werden. Zur bequemeren Einstellung sehr kleiner Erregerströme wird die Spannung der Batterie durch zwei Schiebewiderstände von etwa 25 bzw. 250 Ω in Reihenschaltung überbrückt und die Erregerspannung von den Schiebern dieser Widerstände abgenommen. Da die Nadeln vormagnetisiert sind, ist auf richtige Polung zu achten.

Der Einsatz besteht aus einem Rahmen aus nichtmagnetischem Material mit einem straff gespannten dünnen Draht oder einem Kokonfaden (F). Auf diesen Faden wird eine kleine Magnetnadel möglichst symmetrisch derart mit wenig Schellack befestigt, daß sie um den Faden als Torsionsachse schwingen kann. Die Nadeln sind senkrecht zu ihrer Drehachse magnetisiert und tragen in der Mitte einen kleinen Spiegel. Zum Schutz gegen mechanische Beschädigung ist das System fast völlig abgedeckt. Auf der rückseitigen Abdeckung können zur Vergrößerung der Nadeldämpfung kleine Kupferplatten

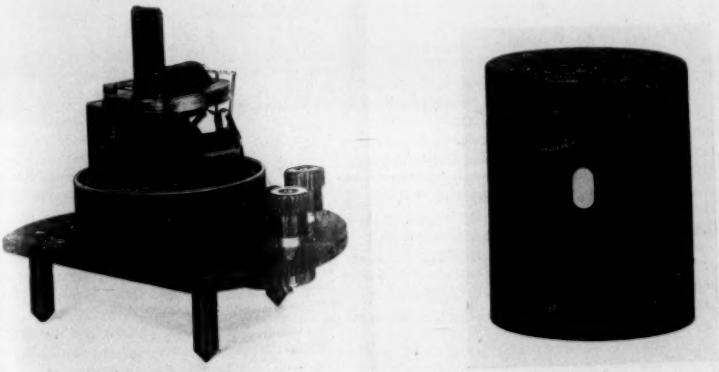

Abb. 2. Vibrationsgalvanometer mit abgenommener Schutzkappe.

aufgeschraubt werden. In Höhe der Magnetnadel sind an dem Rahmen die zwei flachen Eisenpolschuhe (P) befestigt, welche in die geschlitzten Stirnflächen (S) des Gleichstrommagneten eingesetzt werden. Sie halten den Einsatz beim Einstecken in das Instrument in der richtigen Lage fest, so daß die Nadel mitten in dem Luftspalt des Wechselstromkernes steht und der Spiegel durch den Beobachtungsschlitz zu sehen ist. Die Einsätze können leicht ausgewechselt werden. Sie werden tunlichst bei erregtem Gleichstrommagneten eingesteckt. Wenn sich dabei die Nadel mit dem Spiegel rückwärts dreht, muß die Erregung umgepolt werden.

Die Schutzkappe besteht aus zwei konzentrischen Zylindern aus Nickeleisen, die oben und unten einzeln durch Deckel verschlossen sind. In der Schutzkappe sitzt vor der Nadel eine Linse, welche das von dem Spiegel reflektierte Licht der Galvanometerlampe auf die Mattscheibe abbildet. Der Schutz dieser Kappe gegen störende magnetische Wechselfelder ist recht gut und der Fremdfeldeinfluß des Instruments gering. Wie alle VG. ist das Instrument bei schwacher Dämpfung empfindlich gegen mechanische Stöße. In der Reichsanstalt hat sich eine einfache Aufstellung auf Federn oder ein Luftring mit aufgelegter Beruhigungsplatte zur Unterdrückung der Erschütterungsempfindlichkeit bewährt. Abb. 2 gibt ein Bild des VG. mit abgenommener Schutzkappe.

Die Konstanten des VG.

Wie sich aus der Theorie des VG. ergibt, sind seine Eigenschaften außer durch seine Empfindlichkeit noch durch eine Reihe anderer Größen gekennzeichnet, die nicht willkürlich gewählt werden können, sondern die zum Teil gegenseitig voneinander abhängen und die von großer Bedeutung für die praktische Handhabung und das gute Arbeiten mit dem Instrument sind.

Zöllich[1]) sowie Wenner[2]) haben die Theorie des VG.[3]) aus der Differentialgleichung der erzwungenen Schwingung abgeleitet. Hierbei wird angenommen, daß die durch Reibung und Wirbelbildung bedingte Dämpfung des schwingenden Systems der Winkelgeschwindigkeit proportional ist. Die zusätzliche Stromdämpfung der Nadel durch die bei den Schwingungen erzeugte Rückwirkungsspannung ist wie diese bei kleinen Amplituden ebenfalls der Winkelgeschwindigkeit proportional. Führt man ein entsprechendes Glied für die zusätzliche Stromdämpfung in die Differentialgleichung ein, so erhält man aus ihrer Lösung, unter Vernachlässigung der meist sehr kleinen Induktivität der Wechselstromspule, die folgenden Beziehungen:

1. Die Eigenfrequenz ω_0 ist durch die Direktionskraft D [$cm^2 \cdot g \cdot s^{-2}$] und das Trägheitsmoment K [$cm^2 \cdot g$] des schwingenden Systems bestimmt und ergibt sich zu

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{D}{K}} \, [s^{-1}] . \qquad (1)$$

2. Gleichstromempfindlichkeit Γg^i. Als Empfindlichkeit eines VG. bezeichnet man allgemein die Spaltbildverbreiterung oder die Ablenkung des Spaltbildes aus der Ruhelage, in Einheiten von $^1/_{1000}$ des Skalenabstandes (mm bei 1 m Skalenabstand) für einen Strom von 1 μA bzw. eine Spannung von 1 μV. Die Gleichstromempfindlichkeit wird ermittelt durch Messung der einseitigen Ablenkung des Spaltbildes von der Ruhelage, wobei der ablenkende Gleichstrom aus der an dem Instrument liegenden Spannung und dem in Reihe gelegten Vorwiderstand berechnet wird.

$$\Gamma g^i = 2 \cdot 10^{-4} \cdot \frac{q}{D} = 2 \cdot 10^{-4} \cdot \frac{q}{\omega_0^2 \cdot K} \, [\text{mm}/\mu\text{A}] .$$

Die Gleichstromempfindlichkeit ist proportional dem als dynamische Galvanometerkonstante q [$cm^{3/2} g^{1/2} \cdot s^{-1}$] bezeichneten Drehmoment für die Stromeinheit. Die Galvanometerkonstante ist abhängig von dem magnetischen Moment der Nadel sowie von der Stärke des durch den Einheitsstrom hervorgerufenen magnetischen Feldes in ihrer Umgebung und ist durch diese Größen leicht zu ändern.

3. Wechselstromempfindlichkeit Γm^i. Zu ihrer Messung wird über einen großen Vorwiderstand eine bekannte Wechselspannung an das Galvanometer gelegt und die Spaltbilderverbreiterung in mm/μA ermittelt.

$$\Gamma m^i = 4 \cdot 2 \cdot 10^{-4} \cdot \frac{q}{\omega_0 \cdot p} \, [\text{mm}/\mu\text{A}] . \qquad (2)$$

Die Wechselstromempfindlichkeit ist ebenfalls proportional der dynamischen Galvanometerkonstanten q sowie umgekehrt proportional der Dämpfungskonstanten p [$cm^2 \cdot g \cdot s^{-1}$] des schwingenden Systems. Die Dämpfungskonstante p ist abhängig von der Größe der Verluste die bei den Torsionsschwingungen der Nadel durch Reibung und Wirbelbildung auftreten, sowie von der Bremswirkung der in den benachbarten Metallteilen hervorgerufenen Wirbelströme.

1) Zöllich, Arch. f. Elektrotechn. **3**, 369, 1915.
2) Wenner, Bull. of the Bur. of Stand. **6**, 347, 1910.
3) Zusammenfassende Darstellung siehe Geiger-Scheel, Handb. d. Phys., Bd. XVI: Schering, Schwingungsinstrumente.

4. Der Rückwirkungsfaktor h ist ein Maß für die zusätzliche Dämpfung der Nadel, welche die Rückwirkungsspannung des schwingenden Systems dadurch erzeugt, daß sie einen dem erregenden Strom entgegen gerichteten Strom durch das Galvanometer mit dem Wirkwiderstand R_g [Ω] und den äußeren Schließungswiderstand R_a [Ω] treibt.

$$h = 1 + \frac{q^2}{p\,(R_g + R_a)} \cdot 10^{-9}. \qquad (3)$$

Der Rückwirkungsfaktor hat bei unendlich großem Vorwiderstand $R_a = \infty$ den kleinsten Wert $h = 1$ und beim Schließungswiderstand $R_a = o$ seinen größten Wert

$$h_0 = 1 + \frac{q^2}{p \cdot R_g} \cdot 10^{-9}.$$

Bei Vergrößerung der dynamischen Galvanometerkonstanten wächst der Rückwirkungsfaktor sehr stark und mit ihm die Gesamtdämpfung des schwingenden Systems, wenn der äußere Widerstand nicht sehr groß ist.

5. Die Wechselspannungsempfindlichkeit Γm^e wird gemessen durch Unterteilung einer Wechselspannung bekannter Größe mittels eines Spannungsteilers, wobei man die an das Instrument gelegte Spannung von einem kleinen Widerstand abzweigt. Hierbei ist praktisch $R_a = o$.

$$\Gamma m^e = \frac{\Gamma m^i}{h_0 \cdot R_g}\,[\mathrm{mm}/\mu\mathrm{A}]. \qquad (4)$$

Nun sind sowohl die Stromempfindlichkeit Γm^i wie auch der Rückwirkungsfaktor im Kurzschluß h_0 von den dynamischen Galvanometerkonstanten q abhängig und es läßt sich zeigen, daß die Wechselstromspannungsempfindlichkeit Γm^e für $q^2 = p \cdot R_g \cdot 10^9$ also bei einem Rückwirkungsfaktor $h_0 = 2$ ein Maximum hat. Der Wert $h_0 \cdot R_g$ ist der Betriebswiderstand R_a des Galvanometers; er ist von der Größe des äußeren Schließungswiderstandes unabhängig.

6. Die Resonanzbreite a. Sie ist definiert als diejenige Abweichung der Frequenz des erregenden Wechselstromes von der Eigenfrequenz ω_0, in Hundertteilen der Eigenfrequenz, bei welcher die Empfindlichkeit auf die Hälfte der bei Resonanzabstimmung vorhandenen Empfindlichkeit zurückgeht. Die Resonanzbreite ist von der Größe des Rückwirkungsfaktors h abhängig und der Gesamtdämpfung $p \cdot h$ proportional sowie umgekehrt proportional der Wurzel aus dem Produkt der Direktionskraft und dem Trägheitsmoment des schwingenden Systems.

$$a = \frac{100}{2} \cdot \sqrt{3} \cdot \frac{p \cdot h}{\sqrt{D \cdot K}}\,[\mathrm{Proz.}]. \qquad (5)$$

Bei großem äußeren Widerstand $R_a = \infty$ ($h = 1$) hat die Resonanzbreite ihren kleinsten Wert a_∞, den man experimentell einfach aus der Gleich- und Wechselstromempfindlichkeit bestimmen kann

$$a_\infty = 100 \cdot \sqrt{6}\,\frac{\Gamma g^i}{\Gamma m^i}\,[\mathrm{Proz.}]. \qquad (6)$$

7. Die Abklingzeit $\vartheta_{0,1}$ ist die Zeit, in welcher die Amplitude nach dem Abschalten des erregenden Stromes auf $^1/_{10}$ ihres ursprünglichen Betrages abklingt. Sie ist umgekehrt proportional der Resonanzbreite a und der Eigenfrequenz ω_0

$$\vartheta_{0,1} = \frac{400}{a \cdot \omega_0}\,[s]. \qquad (7)$$

8. Relative Oberwellenempfindlichkeit $\frac{\Gamma n^i}{\Gamma m^i}$. Das VG. ist ein Resonanzinstrument und hat als solches den Vorzug einer hohen selektiven Empfindlichkeit für die Resonanzfrequenz, auf die es abgestimmt ist. Seine Empfindlichkeit soll bei abweichenden Frequenzen dagegen gering sein. Aus dem Verhältnis der Stromempfindlichkeit Γm^i eines VG. für die Grundwelle und seiner Stromempfindlichkeit für die Oberwelle n-facher Frequenz Γn^i bei Resonanzabstimmung auf die Grundweile erhält man die relative Oberwellenempfindlichkeit

$$\frac{\Gamma n^i}{\Gamma m^i} = \frac{2 \cdot a_\infty}{100 \cdot \sqrt{3}\,(n^2 - 1)}. \qquad (8)$$

Sie ist proportional der Resonanzbreite und nimmt nahezu quadratisch mit der Ordnungszahl n der Oberwelle ab.

Aus den Formeln ergibt sich, daß die Resonanzbreite von besonderer Bedeutung für die Kennzeichnung der Eigenschaften des VG. ist. Von ihr hängen die Resonanzempfindlichkeit, die relative Empfindlichkeit gegen Oberwellen, die Abklingzeit und die Empfindlichkeit gegen Frequenzschwankungen ab. Bei einem Nadel-VG. kann man die Resonanzbreite in einfacher Weise durch die Dämpfung auf den gewünschten Betrag einregeln, indem man dickere oder dünnere Kupferplättchen in das Feld der schwingenden Nadel bringt, wodurch ihre Wirbelstrombremsung geändert wird. Einer durch eine geringe Resonanzbreite erzielten Erhöhung der Resonanzempfindlichkeit und Verminderung der relativen Oberwellenempfindlichkeit stehen eine längere Abklingzeit und eine größere Empfindlichkeit gegen Frequenzschwankungen gegenüber. Bei einer Frequenz von 50 Hz, die für die elektrische Meßtechnik von besonderer Bedeutung ist, hat sich eine Resonanzbreite a_∞ von

etwa ± 1 Proz. sehr bewährt. Dann ist die Empfindlichkeit für die dritte Oberwelle nur etwa $^1/_{200}$ der Wechselstromempfindlichkeit für die Grundwelle und die Abklingzeit beträgt nicht mehr als 1,3 Sekunden. Eine weitere Verkleinerung der Resonanzbreite würde die Messung durch die längere Abklingzeit in den meisten Fällen unnötig erschweren.

Die Resonanzbreite ist ferner noch von dem Rückwirkungsfaktor h abhängig. Da sich der Rückwirkungsfaktor mit der Größe des äußeren Schließungswiderstandes ändert, werden hierdurch ebenfalls die Resonanzbreite und die oben erwähnten Eigenschaften von der jeweils verwendeten Meßanordnung abhängig. Diese Abhängigkeit ist unerwünscht, aber nicht ganz zu vermeiden; sie wächst mit der Rückwirkung des schwingenden Systems. Bei der größten Spannungsempfindlichkeit ($h_0 = 2$) ist die Resonanzbreite im Kurzschluß etwa doppelt so groß wie beim offenen Galvanometer. Die hierdurch bedingte Änderung der Eigenschaften des VG. ist im allgemeinen noch erträglich. Da der Rückwirkungsfaktor h_0 von der dynamischen Galvanometerkonstanten q abhängig ist, ist eine Steigerung der Empfindlichkeit des VG. durch eine Erhöhung der Galvanometerkonstanten nicht ratsam, wenn man eine unerwünschte große Abhängigkeit der Eigenschaften des Instruments vom Schließungskreis vermeiden will.

Durch die Forderung einer geringen Rückwirkung des schwingenden Systems, einer maximalen Spannungsempfindlichkeit ($h_0 = 2$) und einer Resonanzbreite von $a_\infty = \pm 1$ Proz., die sich bei dem von Schering und Schmidt entwickelten Galvanometer sehr bewährt hat, kann man über die Konstanten q, h_0 und a_∞ nicht mehr frei verfügen. Die Empfindlichkeit des VG. kann nach Gleichung (3) dann nur noch durch eine Verminderung der Dämpfungskonstanten p erhöht werden, wobei die Entdämpfung der Nadel aber nicht auf Kosten der Resonanzbreite erfolgen darf. Nach Gleichung (6) muß man hierzu das Produkt aus der Direktionskraft und dem Trägheitsmoment der Nadel $D \cdot K$ möglichst klein machen. Da durch die Eigenfrequenz ω_0 der Quotient aus diesen beiden Größen festgelegt ist, müssen beide im gleichen Verhältnis kleiner gemacht werden. Die Empfindlichkeitserhöhung des VG. ist bei tieferen Frequenzen praktisch dadurch begrenzt, daß es nicht möglich ist, eine hinreichend stabile Aufhängung zu bauen, deren Direktionskraft beliebig klein ist. Bei höheren Frequenzen bereitet die Herstellung sehr kleiner Nadeln aus geeignetem Magnetstahl ähnliche Schwierigkeiten.

Berechnung der Galvanometernadeln

Aus den oben angegebenen Formeln kann man eine Beziehung ableiten für die Berechnung des Trägheitsmomentes K des schwingenden Systems, welche die Zusammenhänge zwischen den Empfindlichkeiten, der Eigenfrequenz, der Resonanzbreite und dem Rückwirkungsfaktor im Kurzschluß (h_0) erfaßt:

$$K = \frac{1{,}6 \cdot 13 \cdot 10^4}{\omega_0^3 \cdot a_\infty \cdot \Gamma m^i \cdot \Gamma m^e} \cdot \frac{h_0 - 1}{h_0} \qquad (9)$$

Setzt man die gewünschten Werte für h_0, ω_0, a_∞, Γm^i und Γm^e in diese Formel ein, so erhält man aus ihr die Größe des Trägheitsmomentes der Nadel, mit der man ein Instrument der geforderten Eigenschaften bauen kann. Durch die Wechselstrom- und Spannungsempfindlichkeit ist ihr Verhältnis, der Betriebswiderstand R_m des VG., festgelegt (Gleichung 5). In der Wechselstromtechnik wird vielfach mit Brücken- und Kompensationsschaltungen gearbeitet, bei denen das Nullinstrument kein hohes Potential gegen Erde hat, damit durch seine unvermeidliche Erdkapazität keine merklichen Ströme zur Erde abfließen. Die Widerstände auf der Erdseite dieser Meßeinrichtungen haben meist keine hohen Beträge, und das Nullinstrument wurde mit einem Betriebswiderstand von $R_m = h_0 \cdot R_g = 100\,\Omega$ diesen Verhältnissen angepaßt. Bei einem Rückwirkungsfaktor $h_0 = 2$ hat die Wechselstromspule einen Wirkwiderstand von 50 Ω. Durch Umwickeln der Wechselstromspule kann das VG., wenn erforderlich, leicht anderen Betriebsverhältnissen angepaßt werden.

Die Anforderungen der elektrischen Meßtechnik an die Meßgenauigkeit sind recht hoch; um ihnen zu genügen, muß das VG. bei einer Frequenz von 50 Hz eine Empfindlichkeit von etwa $\Gamma m^i = 200$ [mm/μA] bzw. $\Gamma m^e = 2$ [mm/μV] haben. Für diese Werte und eine Resonanzbreite von $a_\infty = 1$ Proz. sowie einen Rückwirkungsfaktor $h_0 = 2$ ergibt sich aus Gleichung (9) das Trägheitsmoment der Nadel zu $K = 1{,}1 \cdot 10^{-6}$ [cm² g]. Ihre Dimensionen kann man nach der Formel $K = \frac{1}{12}\,m\,b^2$ abschätzen, wo b die Breite und m die Masse der Nadel ist. Dabei ist es unwesentlich, ob man die Nadel schmal und hoch oder breit und entsprechend niedriger macht.

Nachdem die Nadeldimensionen festgelegt sind, muß für ihre Herstellung durch Versuche ein geeignetes Magnetmaterial ausgesucht werden, das eine genügende Remanenz und eine hohe Koerzitivkraft hat. Diese Nadeln werden mit wenig Schellack symmetrisch auf dem dünnen, straff ausgespannten Kokonfaden des Systemträgers befestigt, der bei hoher Festigkeit eine hinreichend kleine Direktionskraft hat.

Das magnetische Wechselfeld wird durch die Form des Wechselstromkernes, dessen Mittelschenkel an der Vorderfläche abgeschrägt ist, in

der Nähe der Nadel konzentriert. Die Abgleichung der dynamischen Galvanometerkonstanten erfolgt am einfachsten durch Anpassung der Wechselstromwicklung. Hierzu bestimmt man die Gleichstromempfindlichkeit des vorher auf Resonanz abgestimmten Galvanometers und ändert die Windungszahl der Wechselstromspule, bis die Gleichstromempfindlichkeit der Gleichung (6) genügt, wenn man in diese Formel für die Wechselstromempfindlichkeit und die Resonanzbreite die Sollwerte einsetzt.

Ist die Dämpfung der Nadel zu gering, was man daran erkennt, daß die Wechselstromempfindlichkeit über dem Sollwert liegt, so wird sie durch Auflegen von Kupferplättchen auf den Rahmen des Systems passend erhöht.

Meßergebnisse

In der folgenden Zahlentafel sind die Meßergebnisse mit einem so berechneten System nach der Abgleichung zusammengestellt. Die Messungen lassen die erreichten Empfindlichkeiten und ihre Abhängigkeit von der Frequenzabstimmung erkennen. Die Wechselstrom- und Spannungsempfindlichkeit sowie die Resonanzbreite a_∞ sind nahezu umgekehrt proportional der Frequenz; die Gleichstromempfindlichkeit nimmt etwa quadratisch mit der Frequenz ab und die Abklingzeit $\vartheta_{0,1}$ sowie der Rückwirkungsfaktor h_0 sind im wesentlichen konstant.

Zahlentafel I

Nadel aus 36 Proz. Kobaltstahl; Dimensionen: $b = 1{,}20$; $h = 0{,}80$; $d = 0{,}10$ mm

Dämpferplatte aus 1 mm dickem Kupferblech

f	30	40	50	60	100	Hz
Γm^i	350	260	208	170	96	mm/μA
Γm^e	3,7	3,0	2,3	1,9	1,0	mm/μV
Γg^i	2,0	1,25	0,81	0,56	0,20	mm/μA
a_∞	1,4	1,2	0,95	0,81	0,51	Proz.
$\vartheta_{0,1}$	1,5	1,3	1,3	1,3	1,3	s

Auf gleiche Weise wurde ein weiterer Einsatz für die Frequenz 25 Hz berechnet, der gleichzeitig auch für Messungen bei $16^2/_3$ Hz verwendet werden soll. Bei diesen Frequenzen schien es ratsam, die Resonanzbreite zu vergrößern, damit die Messungen durch eine längere Abklingzeit nicht unnötig erschwert werden.

Zahlentafel II

Nadel aus 36 Proz. Kobaltstahl; Dimensionen: $b = 1{,}80$; $h = 0{,}80$; $d = 0{,}10$ mm

Spiegel 1,8 × 0,8 × 0,1 mm. Dämpferplatte aus 0,7 mm Kupferblech

f	10	$16^2/_3$	25	50	60	Hz
Γm^i	480	304	208	92	86	mm/μA
Γm^e	5,1	3,1	2,1	1,0	0,80	mm/μV
Γg^i	10,0	3,8	1,65	0,46	0,31	mm/μA
a_∞	5,1	3,1	2,0	1,2	0,88	Proz.
$\vartheta_{0,1}$	1,2	1,2	1,3	1,0	1,2	s

Die gemachten Angaben lassen erkennen, daß bei den Frequenzen 50 und 25 Hz die geforderten hohen Empfindlichkeiten von $\Gamma m^i = 200$ [mm/μA] bzw. $\Gamma m^e = 2$ [mm/μA] erreicht sind, die einem Strom von $5 \cdot 10^{-9}$ A bzw. einer Spannung von $5 \cdot 10^{-7}$ V je Millimeter für einen Skalenabstand von 1 m entsprechen.

Um für eine Sonderaufgabe die Empfindlichkeit bei der Frequenz von 50 Hz noch mehr zu erhöhen, wurden einige weitere Versuche mit noch kleineren Nadeln aus der von Kußmann[1]) angegebenen Platin-Eisen-Legierung gemacht. Mit einer solchen Nadel, von 0,4–0,5 mm Breite, 0,7 mm Höhe und 0,05 mm Dicke, die auf einem entdrillten Kokonfaden befestigt ist, wurden folgende Werte gemessen: $\Gamma m^i = 785$ [mm/μA] ($1{,}3 \cdot 10^{-9}$ A/mm); $\Gamma m^e = 7{,}4$ [mm/μA] ($1{,}35 \cdot 10^{-7}$ V/mm); $\Gamma g^i = 3{,}0$ [mm/μA] ($3{,}3 \cdot 10^{-7}$ A/mm). Daraus ergibt sich eine Resonanzbreite von 0,94 Proz. und eine Abklingzeit von 1,3 Sekunden.

Zahlentafel III

Modell	a_∞ Proz.	Γm^i [mm/μA]	Γm^e [mm/μV]	$\Gamma m^i \cdot \Gamma m^e$ [mm/10^{-12} Watt]
Schering und Schmidt (Langseiten — VG.)	~1	10	0,45	4,5
Schering und Schmidt (Nadel VG.)	1	13	0,13	1,7
Zöllich (Spulen VG.)	—	125	0,25	31
Meißner und Adelsberger	0,60	490	0,2	98
Neues Instrument:				
Normaler Einsatz	1	208	2,3	480
Empfindlicher Einsatz	0,94	785	7,4	5800

1) Kußmann, Tätigkeitsber. d. PTR. 1934, S. 19; Physik. Zeitschr. **36**, 251, 1935.

Eine weitere Steigerung der Empfindlichkeit durch Verkleinerung der Direktionskraft und des Trägheitsmomentes der Nadel ist zwar möglich, doch erfordert die Herstellung noch empfindlicherer Systeme besondere Geschicklichkeit. Da bei diesen empfindlicheren Systemen ebenfalls die Spiegel sehr klein gemacht bzw. durch eine hochglanzpolierte Oberfläche des Stahles ersetzt werden müssen, wird das Bild des leuchtenden Fadens auf der Mattscheibe recht lichtschwach.

In der folgenden Zahlentafel III wird die Empfindlichkeit des neuen VG. bei einer Frequenz von 50 Hz mit der einiger älterer Modelle verglichen. Da weder die Strom- noch die Spannungsempfindlichkeit allein ein Maß für die Leistung eines VG. sind, wird der Beurteilung außer der Resonanzbreite a_∞ die Energieempfindlichkeit der Instrumente zugrunde gelegt, welche das Produkt aus je zwei zusammengehörenden Werten von Im^i und Im^e ist. Die Energieempfindlichkeit gibt die Spaltbildverbreitung in mm bei 1 m Skalenabstand an für eine Leistungsaufnahme von 10^{-12} Watt.

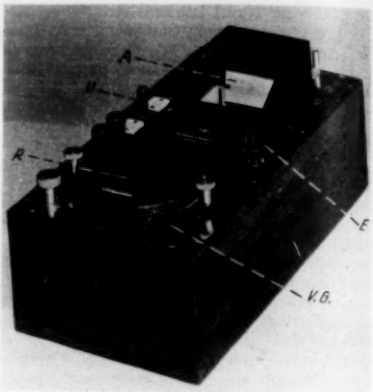

Abb. 3. Tragbares Vibrationsgalvanometer (Ausführung der Firma Hartmann & Braun).

Tragbare Ausführung des VG.

Nicht immer braucht man in Brücken- und Kompensationsschaltungen ein VG. mit dieser hohen Empfindlichkeit, das meist einen besonderen Aufbau erfordert. Zur Herabsetzung der Empfindlichkeit gegen mechanische Stöße wurde ein stärker gedämpftes System entwickelt, das bei offenem Galvanometerkreis eine Resonanzbreite von nahezu 2 Proz. und eine Abklingzeit von nur 0,6 Sekunden hat. Bei einem Rückwirkungsfaktor von $h_0 = 2$ ist die Resonanzbreite im Kurzschluß doppelt so groß und die Abklingzeit beträgt etwa 0,3 Sekunden. Die Nadel hat eine Größe von $1{,}5 \times 0{,}8 \times 0{,}1$ mm und besteht aus 30prozentigem Kobaltstahl. Dabei hat das Instrument eine Empfindlichkeit von $Im^i = 106$ und $Im^e = 1{,}1$. Dieser Einsatz hat wegen seiner stärkeren Dämpfung eine etwas größere Oberwellenempfindlichkeit, die jedoch nicht stört, sofern die Kurvenform des Meßstromes nicht sonderlich verzerrt ist.

Dieses System wurde vor allem für eine Sonderkonstruktion entwickelt [s. Abb. 3], bei der das Instrument (*VG*) mit einer Beleuchtungs- und Ablesevorrichtung (*A*) sowie einem Empfindlichkeitsregler (*E*) und einem Umschalter (*U*) in ein gemeinsames Gehäuse eingebaut ist und so als tragbares VG. verwendet werden kann. Das Gehäuse hat eine Grundfläche von etwa 17×35 cm und eine Höhe von 15 cm. Wegen seiner großen Dämpfung ist die Erschütterungsempfindlichkeit dieses Instrumentes gering, und es kann in der Regel ohne besondere Vorsichtsmaßregeln wie ein Strom- oder Spannungsmesser auf einen Tisch gestellt werden. Sind die Erschütterungen ungewöhnlich stark, genügt die Unterlage einer Schaumgummiplatte oder eines Luftkissens; notfalls kann man das Instrument bei den Messungen sogar in der Hand halten. Die Abstimmung der Nadel erfolgt nicht wie bei dem vorher beschriebenen Instrument durch einen Elektromagneten, sondern durch einen schwenkbaren Dauermagneten, der durch einen Drehknopf (*R*) bequem eingestellt werden kann. Mit einem einzigen Einsatz kann das VG. in einem Bereich von etwa 40–60 Hz auf Resonanz abgestimmt werden. Bei einem Lichtweg von nur 20 cm gibt eine angelegte Spannung von $5 \cdot 10^{-6}$ Volt bzw. ein Strom von $5 \cdot 10^{-8}$ A eine Verbreiterung des Spaltbildes von 1 mm.

Für das VG. sind wiederholt Einsätze für höhere Frequenzen angefertigt, doch sind die Versuche bei diesen Frequenzen noch nicht abgeschlossen.

Die vorliegende Untersuchung wurde in dem Wechselstromlaboratorium der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt ausgeführt. Herrn Dr. R. Schmidt danke ich sehr für das freundliche Interesse, das er der Arbeit entgegengebracht hat. Herrn Werksekretär Bernhard, der mit Geschick die Versuchsmodelle und die feinen Systeme angefertigt hat, bin ich ebenfalls zu Dank verpflichtet.

Berlin-Charlottenburg, Mai 1939.

(Eingegangen 24. Juni 1939)

Untersuchungen über den elektrischen Widerstand von Molybdäneinkristallen unter der Einwirkung von starken magnetischen Quer- und Längsfeldern

Von A. Foroud[1]) und E. Justi

Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt

1. Die galvanomagnetischen Untersuchungen von Justi und Scheffers (1, 2) an Einkristallen von *Au* (3), *W* (4), *Al* (5) und *Pb* (6) haben gezeigt, daß diese Metalle trotz ihrer kubischen und daher höchst symmetrischen Kristallstruktur eine Anisotropie des elektrischen Widerstandes zeigen, wenn man die Gitterschwingungen durch Anwendung tiefer Temperaturen einfriert und wenn man die von der phänomenologischen Theorie lediglich aus Symmetriegründen geforderte elektrische Isotropie durch äußere Magnetfelder aufhebt. Diese Anisotropie des elektrischen und auch thermischen Widerstandes ist durch Grüneisen und Adenstedt (7, 8) auch für die kubischen Metalle *Ag*, *Cu*, *Pt* und *W* bestätigt worden. Somit läßt sich der elektrische Widerstand selbst regulärer Metalle allgemein nicht durch die einfache Theorie des isotropen Elektronengases beschreiben, vielmehr ist die Bindung der Leitungselektronen bei der Erklärung des Leitungsmechanismus zu berücksichtigen; erst die Einführung des elektrostatischen Feldes der Metallionengitter liefert die richtige Größenordnung der magnetischen Widerstandsänderung und erklärt das Fehlen der Sättigung der Widerstandsvermehrung, wie sie die einfache Theorie des freien Elektronengases notwendig fordern muß (9). An die Stelle einer universellen Elektronentheorie des Leitungsmechanismus tritt an sich eine für jedes Metall spezifische Berechnung; jedoch lassen die angeführten Versuche der Reichsanstalt und des Grüneisenschen Institutes erkennen, daß sich mehrere Metalle gleicher Kristallstruktur und gleicher Anordnung der äußeren Elektronen zu Leitfähigkeitstypen zusammenfassen lassen, wie z. B. *Au*, *Ag*, *Cu*. Die Berechnung des elektrischen Widerstandes in Abhängigkeit von Temperatur, magnetischer Feldstärke und kristallographischer Orientierung ist Kohler (10) für den besonders einfachen Fall eines kubisch-raumzentrierten Metalles mit $2n$ „freien" Elektronen (Bariumtypus) in Übereinstimmung mit den Versuchen an Wolframkristallen gelungen; sie müßte ihren Voraussetzungen entsprechend auch z. B. für Molybdänkristalle zutreffen, die uns jetzt durch die freundliche Hilfsbereitschaft von Herrn Dr. A. J. van Liempt-Eindhoven in verbesserter Reinheit zur Verfügung stehen.

Daher wurden die nachstehend beschriebenen Versuche angestellt, die

1. untersuchen, ob *Mo* demselben einfachen Leitfähigkeitstypus angehört wie *W*, die
2. einen von Justi und Scheffers (5) heuristisch aufgefundenen und von Kohler (11) theoretisch abgeleiteten universellen Zusammenhang zwischen feldfreiem Widerstand, Widerstandserhöhung und magnetischer Feldstärke auch für *Mo* prüfen und die
3. die Temperaturabhängigkeit des feldfreien elektrischen Widerstandes für eine Probe bisher nicht verfügbarer Reinheit festlegen.

2. Die *Mo*-Kristalle wurden von van Liempt (12) aus dissoziierendem Molybdänheptachlorid ($MoCl_5$) auf einen Wolfram-Pintschfaden von 0,1 mm Dicke niedergeschlagen; die gesamte Dicke wurde auf etwa 1,5 mm beschränkt, weil sonst das *Mo* nicht mehr einkristallin anwächst. Die *W*-Seele des *Mo* bedingt an sich eine Korrektion bei der Berechnung des *Mo*-Widerstandes aus dem gemessenen Gesamtwiderstand; die Berichtigung ist schon deshalb sehr klein, weil der Querschnitt der *W*-Seele nur 0,4 Proz. des *Mo*-Querschnittes beträgt. Weiter haben, wie es sich zeigen wird, das *Mo* und *W* angenähert dieselbe charakteristische Temperatur θ_D und ähnliche Widerstandszunahmen. Es ist auch nach der Beziehung von Norbury unwahrscheinlich, daß die in das umgebende *Mo* diffundierenden *W*-Atome den Restwiderstand des Kristalls wesentlich erhöhen, da beide Metalle derselben Spalte des periodischen Systems angehören. Aus allen diesen Gründen konnte der Einfluß der *W*-Seele innerhalb der Meßgenauigkeit vernachlässigt werden.

3. Versuchsanordnung. Die Versuchsanordnung war dieselbe wie bei den bisherigen Messungen; die Widerstände wurden mit dem Diesselhorstschen fünfdekadigen Kompensator gemessen, die Magnetfelder mit dem großen Elektromagneten (4) von H. Boas, Berlin, erzeugt und mit Probespule und Flußmesser bestimmt.

4. Beschaffenheit und Montierung der Proben. Die Kristalle von van Liempt zeigen sechs ziemlich regelmäßig verteilte Anwachsstreifen, die ebenso wie die Polardiagramme der magnetischen Widerstandserhöhung darauf schließen lassen, daß die Stabachse annähernd parallel der Raumdiagonalen (111) verläuft. Die Enden der Proben wurden zunächst galvanisch verkupfert, um die Strom- und Spannungsdrähte anlöten zu können; jedoch zeigten die Proben nach dem Löten einen erhöhten Restwiderstand.

1) Vgl. auch die Dissertation von A. Foroud an der Friedrich-Wilhelm-Universität in Berlin.

Zahlentafel I

$T°$abs	$Mo\,3$	$Mo\,4$	r_{red}	r_{ber}	Meißner und Voigt	Steiner und Fünfer	
373,2	1,4707	1,4708	1,4735	1,4311	—	—	—
273,16	1,0000	1,0000	1,0000	1,0000	1,0000	1,0000	1,0000
77,83	—	—	—	—	0,1719	—	—
77,7	—	0,1109	0,1044	0,1189	—	—	—
77,56	—	—	—	—	—	0,1352	0,2305
64,71	—	—	—	—	—	0,0858	—
63,35	—	0,0672	0,0604	0,0676	—	—	—
20,41	—	—	—	—	0,0827	—	—
20,38	0,00845	0,00820	0,00095	0,00095	—	—	—
20,35	—	—	—	—	—	0,0214	0,0822
14,97	—	—	—	—	—	0,0210	0,0809
14,0	—	0,00769	0,000434	0,000212	—	—	—
4,23	—	—	—	—	—	0,0206	0,0800
4,21	—	0,00726	0,000062	0,000002	0,0847	—	—
1,26	—	—	—	—	0,0803	—	—
1,20	—	—	—	—	—	0,0206	0,0800
$10^3\,R_{273}$	1,883	1,819	—	—	7,276	5,177	3,703

Deshalb wurde die Verkupferung wieder entfernt, die Kristalle getempert und dann die Strom- und Spannungszuleitungen wieder mit Messingklemmringen befestigt. Der Abstand der Potentialdrähte betrug bei $Mo\,3$ 40 mm, bei $Mo\,4$ 47 mm.

5. Meßergebnisse für die Temperaturabhängigkeit des feldfreien ($H=0$)-Widerstandes. In der Tab. 1 und Abb. 1 sind unsere Meßergebnisse für das Widerstandsverhältnis $r_T = R_T/R_{273}$ im Temperaturbereich von 373° bis 4,2° abs wiedergegeben und mit den entsprechenden Meßergebnissen von Meißner und Voigt (13) sowie Steiner und Fünfer (14) verglichen. Die verbesserte Reinheit der van Liemptschen Kristalle äußert sich darin, daß unsere Proben einen durchschnittlich um eine Größenordnung geringeren Restwiderstand von nur 0,7 Proz. des Eispunktwiderstandes δ ($\delta/R_{273} = z = 0{,}007$) besitzen. Die 4. Spalte enthält die nach der Mathiesen-Vogtschen Regel $r_{red} = (r_{beob} - \delta)/(1+\delta)$ auf ideale Reinheit reduzierten Widerstandsverhältnisse r_{red}; in der 5. Spalte sind die theoretischen Widerstandsverhältnisse r_{ber} angegeben, wie man sie nach der Grüneisenschen Theorie mit einer bestens angepaßten charakteristischen Temperatur berechnet.

Damit die berechnete Kurve sich der gemessenen über einen möglichst großen Temperaturbereich gleichmäßig anpaßt, wurden zur Berechnung von θ_D eine tiefe (20° abs) und die höchste Meßtemperatur (373° abs) verwendet; der erhaltene Zahlenwert $\theta_D = 384°$ steht in bester Übereinstimmung mit dem Betrag 390°, den kürzlich Erfling (15) aus Ausdehnungsmessungen an einer unserer Proben abgeleitet hat. Die Lindemannsche Schmelzpunktsformel $\theta_D = 137\sqrt{T_s/M \cdot V^{2/3}}$ liefert mit der Schmelztemperatur $T_s = 2873°$ abs, dem Atomgewicht $M = 96$ und dem Atomvolumen 9,412 den etwas niedrigeren Wert 355°. Eine genauere Bestimmung der θ_D-Werte erschiene uns nur dann sinnvoll, wenn r genau mit T^4 (nach Grüneisen) oder T^5 (nach Bloch) variierte.

Die Messungen wurden deshalb auch über 0° C ausgedehnt, bis zu 100° C, um den offenbar noch nicht genau bekannten normalen Temperaturkoeffizienten (zwischen 0° und 100° C) bestimmen zu können; er ergibt sich zu $\alpha = (\varrho_{373} - \varrho_{273})/(373° - 273°)\ \varrho_{273} = 4{,}706 \cdot 10^{-3}$ je Grad bei $Mo\,3$ und $4{,}71_2 \cdot 10^{-3}$ bei $Mo\,4$, wonach $\alpha = 4{,}71$ Promille je Grad als sicherer Mittelwert gelten kann.

Wie die Zahlentafel I ferner erkennen läßt (vgl. Abb. 1), sinkt der Widerstand des $Mo\,4$ mit sinkender Temperatur monoton ab; der von Meißner und Voigt beobachtete Wiederanstieg von r im Heliumgebiet scheint mit fortschreitender Reinheit des Metalles zu verschwinden. Auf diese Erscheinung sei besonders hingewiesen, da dem Wiederansteigen von r mit sinkender Temperatur besondere theoretische Bedeutung zugemessen wurde (16).

Schließlich verdient noch der Umstand Aufmerksamkeit, daß der Widerstand des $Mo\,4$ unterhalb von 20° abs annähernd mit T^2 (statt mit T^4 bis T^5) abfällt; dieses zunächst etwas seltsam erscheinende Ergebnis findet seine Parallele in den Messungen von de Haas und de Boer (17) an Platin unterhalb von 4° abs. Ein Versuch zur theoretischen Erklärung dieser quadratischen Temperaturabhängigkeit rührt von Baber (18) her; danach tritt in tiefen Temperaturen der Einfluß der Wechselwirkung der

Elektronen mit dem Gitter gegenüber demjenigen der Elektronen untereinander zurück, denn der erstgenannte Widerstandsanteil verläuft bekanntlich proportional zu T^5, während der andere mit T^2 geht. Auffallend ist, daß bei

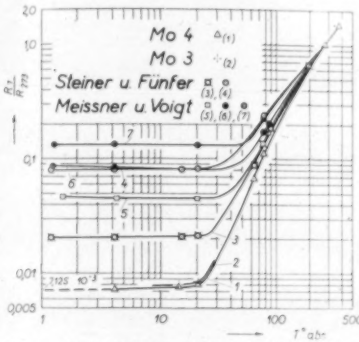

Abb. 1. Abhängigkeit des beobachteten Widerstandsverhältnisses $\frac{R_T}{R_{273}}$ von der absoluten Temperatur für Mo 4 und Mo 3 (Kurve 1 und 2) und Vergleich mit Messungen anderer Autoren.

Mo das T^2-Gesetz schon bei wesentlich höheren Temperaturen einsetzt als bei Pt; teilweise läßt sich dies dadurch erklären, daß Pt einen niedrigeren θ_D-Wert (220°) besitzt als Mo (384°), so daß die Gitterschwingungen des Mo bereits bei verhältnismäßig höheren Temperaturen einfrieren. Ob es sich bei dem hier erörterten T^2-Abfall tatsächlich um den von Baber diskutierten Mechanismus handelt, möge bei dem Mangel an weiteren Messungen, besonders der spezifischen Wärme, zunächst dahingestellt bleiben.

6. Meßergebnisse für die Widerstandserhöhung im magnetischen Querfeld. Nach der Untersuchung der Temperaturfunktion des feldfreien ($H = 0$)-Widerstandes waren zur Festlegung des Leitfähigkeitstypus Messungen über die magnetische Widerstandsvermehrung bei mehreren Temperaturen nötig, von denen zunächst diejenigen des Transversaleffektes ($H \perp J$) wiedergegeben seien. Die ersten orientierenden Messungen zeigten die erwartete Anisotropie der Widerstandszunahme; infolgedessen wurden die Isothermen der Widerstandszunahme als Funktion des magnetischen Querfeldes jeweils für ein Azimut maximaler und minimaler Widerstandserhöhung aufgetragen. Die Zahlentafeln II und III geben die Meßergebnisse bei 20,38° abs wieder, die in den Abb. 2 und 3 graphisch dargestellt sind. Wie man sieht, steigen die Widerstandszunahmen langsamer als mit dem Quadrat der Feldstärke an, ganz entsprechend dem Verhalten von Wolframproben gleicher Unreinheit; der Anisotropiefaktor ist wiederum innerhalb der Meßgenauigkeit unabhängig vom magnetischen Querfeld. Auch der absolute Betrag der Widerstandszunahme ist ähnlich groß wie bei gleich unreinen Wolframproben, ein Umstand, der sich theoretisch nicht vorhersehen läßt, da er ganz von der noch unbekannten Struktur der ersten

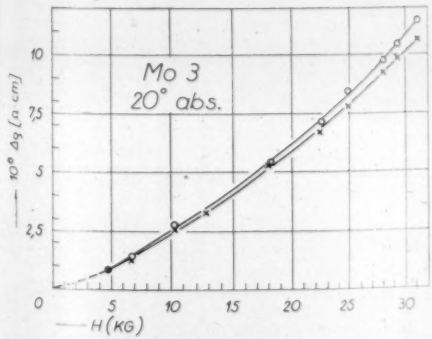

Abb. 2. Abhängigkeit der Widerstandszunahme $10^8 \cdot \Delta\varrho$ ($\Omega \cdot$ cm) des Mo 3 bei 20° abs von der Stärke des magnetischen Querfeldes $H_\perp$ für ein Azimut höchster Widerstandszunahme (obere Kurve) und niederster Widerstandszunahme (untere Kurve).

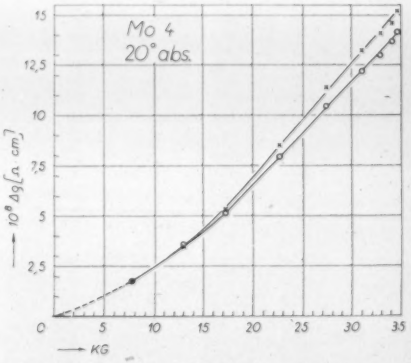

Abb. 3. Abhängigkeit der Widerstandszunahme $10^8 \cdot \Delta\varrho$ ($\Omega \cdot$ cm) des Mo 4 bei 20° abs von der Stärke des magnetischen Querfeldes $H_\perp$ für ein Azimut höchster (obere Kurve) und ein Azimut niederster Widerstandszunahme (untere Kurve).

und zweiten Brillouinzone abhängt. Die Meßergebnisse über die Winkelabhängigkeit der transversalen Widerstandsvermehrung bei konstanter Temperatur (20,38° abs) und konstanter Feldstärke ($H = 31{,}1$ kG) seien lediglich in einem Diagramm (Abb. 4) wiedergegeben, da sie kein grundsätzliches Interesse besitzen; entsprechend der höheren Verunreinigung ist der Anisotropiefaktor gering. Immerhin erkennt man die erwähnte sechsfache Periodizität, die dem äußeren Befund von sechs einigermaßen regelmäßig angeordneten Anwachsstreifen entspricht.

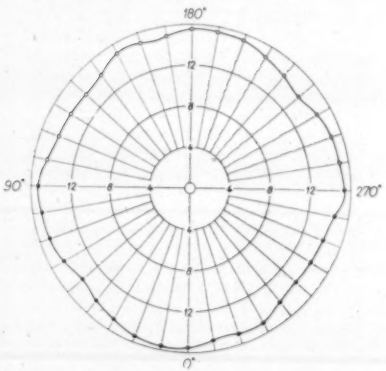

Abb. 4
Relative Widerstandszunahme $\Delta\varrho_{H=0,T}/\varrho_{H=0,T}$ des Molybdäns als Funktion des Quotienten $H/\varrho_{H=0,T}$ für verschiedene Temperaturen und Feldstärken.

In der Abb. 5 ist die relative Widerstandserhöhung $\Delta\varrho_{H,T}/\varrho_{H=0,T}$ für verschiedene Temperaturen und Feldstärken als Funktion des Quotienten $H/\varrho_{H=0,T}$ aufgetragen; die Kohlersche Regel (11) zeigt sich auch für Molybdän insofern erfüllt, als die Punkte für die verschiedenen H- und T-Werte auf derselben Kurve liegen.

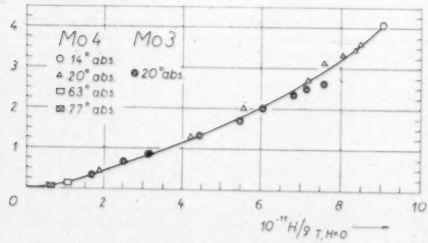

Abb. 5. Diagramm für die Kohlersche Beziehung: Relative Widerstandsänderung $\Delta\varrho_{T,H}/\varrho_{T,H=0}$ als Funktion der Quotienten $H/\varrho_{T,H=0}$ [Gauss/Ω · cm].

Zahlentafel II.

Meßergebnisse der Widerstandszunahme $10^8 \cdot \Delta\varrho$ (Ω · cm) des *Mo* 3 in Abhängigkeit von der transversalen magnetischen Feldstärke bei 30,38° abs.

H (kG)	$\Delta\varrho_{max}$	$\Delta\varrho_{min}$	$\frac{\Delta\varrho_{max}}{\Delta\varrho_{min}}$
31,1	11,49	10,68	1,075
29,3	10,47	9,85	1,063
28,0	9,77	9,28	1,053
24,8	8,46	7,84	1,079
22,5	7,12	(6,70)	1,062
22,3	(7,2)	6,73	1,069
18,2	5,46	(5,1)	1,070
18,0	—	5,36	—
13,0	3,37	—	—
12,8	—	3,33	—
10,3	2,83	2,65	1,067
16,8	1,46	1,28	—
4,8	0,90	0,86	—

Zahlentafel III.

Meßergebnisse der Widerstandszunahme $10^8 \cdot \Delta\varrho$ (Ω · cm) des *Mo* 4 in Abhängigkeit von der transversalen magnetischen Feldstärke bei 20,38° abs.

H (kG)	$\Delta\varrho_{max}$	$\Delta\varrho_{min}$	$\frac{\Delta\varrho_{max}}{\Delta\varrho_{min}}$
34,07	15,23	14,14	1,077
34,20	(14,70)	13,69	1,073
34,18	14,56	(13,70)	1,063
32,90	14,07	12,98	1,083
31,1	13,23	12,20	1,084
27,45	11,36	10,46	1,086
22,7	8,46	7,95	1,064
17,3	5,30	5,14	—
13,0	3,54	3,59	—
7,7	11,78	1,85	—

Zusammenfassend läßt sich feststellen, daß der magnetische Quereffekt des *Mo* hinsichtlich Temperaturabhängigkeit, Feldstärkenabhängigkeit, Anisotropie und Einfluß des Restwiderstandes weitgehend den Befunden an Wolframkristallen entspricht.

7. Meßergebnisse für die Widerstandserhöhung im magnetischen Längsfeld. Schließlich war noch das Verhältnis der longitudinalen ($H \parallel J$) zur transversalen ($H \perp J$) Widerstandsänderung zu untersuchen, das für Kristalle sehr geringen feldfreien Widerstandes sehr klein ist; diese Erscheinung rührt daher, daß die longitudinale Widerstandserhöhung nach den

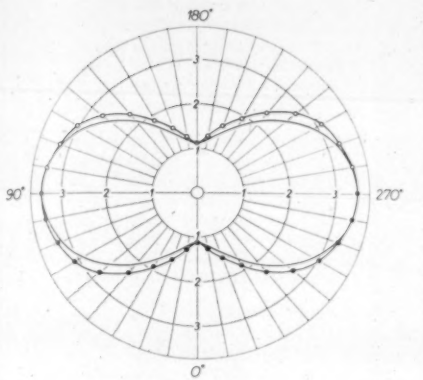

Abb. 6. Polardiagramm der Widerstandsvermehrung $10^8 \cdot \Delta\varrho\ (\Omega \cdot \mathrm{cm})$ des *Mo* 4 bei 20° abs im konstanten Feld von 11,5 kG in Abhängigkeit vom Winkel zwischen Magnetfeld $\mathfrak{H}$ und Stromrichtung J. Im Azimut 0°–180° steht das Feld parallel (Longitudinaleffekt), im Azimut 90°–270° senkrecht (Transversaleffekt) zur Stromrichtung = Stabachse. Äußere Kurve aus Meßwerten der Zahlentafel III, Spalte 2, innere Kurve berechnet nach der Voigtschen Tensorformel.

Messungen von Justi und Scheffers (4) in Übereinstimmung mit der Kohlerschen (10) Theorie einen niedrigen Sättigungswert besitzt, während der Quereffekt unbegrenzt mit der Feldstärke ansteigt.

Die Abb. 6 zeigt die Meßergebnisse für die Widerstandszunahme in einem Polardiagramm; bei 90° und 270° steht das Magnetfeld H senkrecht auf dem Meßstrom J, d. h. es handelt sich um den bereits besprochenen magnetischen Quereffekt $\Delta\varrho_\perp$. Die geringere Widerstandszunahme bei 0° und 180° Richtungsunterschied zwischen J und H ist der gesuchte Längseffekt $\Delta\varrho_\parallel$. Die Erscheinung, daß $\Delta\varrho_\parallel/\Delta\varrho_\perp < 1$ ist, liegt bei allen bisher untersuchten Metallen vor; ob das Verhältnis $\Delta\varrho_\parallel/\Delta\varrho_\perp$ quantitativ einen ähnlichen Betrag besitzt wie für Wolfram, kann nicht ohne weiteres entschieden werden, da Justi und Scheffers (4) den Längseffekt des W an Proben mit größenordnungsmäßig kleineren Restwiderständen gemessen hatten. Deshalb wurde eigens ein entsprechendes Polardiagramm für einen W-Kristall vergleichbaren Restwiderstandes aufgenommen, das in Abb. 7 wiedergegeben ist. Der Restwiderstand dieses, ebenfalls von Herrn Dr. van Liempt zur Verfügung gestellten Kristalls *Wo* 8b beträgt 0,204 Proz. des Eispunktwiderstandes R_{273}, ist also (Zahlentafel I) nur noch um den Faktor 3,5 kleiner als bei *Mo* 4. Nach Abb. 6 ist das Verhältnis $\Delta\varrho_\parallel/\Delta\varrho_\perp$ für *Mo* 4 3,0, für *Wo* 8b nach Abb. 7 $\Delta\varrho_\parallel/\Delta\varrho_\perp = 9{,}2$. Berücksichtigt man nun noch nach den Messungen von Justi und Scheffers (4), daß dieses Verhältnis mit steigendem Restwiderstand weiter sinken wird, so gelangt man zu dem Schluß, daß Wolfram und Molybdän bei gleichem Restwiderstand, Magnetfeld und Temperatur sehr angenähert gleiche Zahlenwerte für $\Delta\varrho_\parallel/\Delta\varrho_\perp$ besitzen und daß auch insofern die Kohlersche Theorie des Bariumtypus gleich gut für W wie *Mo* zutrifft.

In den beiden Polardiagrammen der Abb. 6 und 7 sind außer den Verbindungslinien der Meßpunkte glatte Kurven eingetragen, die auf Grund des tensoriell verallgemeinerten Ohmschen Gesetzes für die Widerstandszunahme

$$\Delta\varrho_\varphi = \Delta\varrho_\parallel \cdot \cos^2\varphi \quad + \Delta\varrho_\perp \cdot \sin^2\varphi$$

berechnet sind, wie es schon de Haas und van Alphen (19) auf die Widerstandszunahme polykristalliner Proben, und Justi und Scheffers auf W-Kristalle angewendet hatten. Dieses Gesetz ist für isotrope (polykristalline) Proben für beliebige Magnetfelder abgeleitet (20) und hat sich für solche bei den Messungen von de Haas bewährt. Umgekehrt sieht man aus den Polardiagrammen von *Mo* 4 und *Wo* 8b, daß

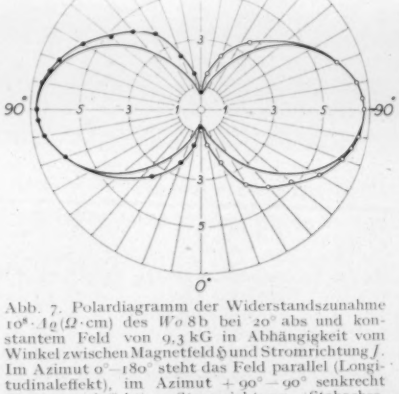

Abb. 7. Polardiagramm der Widerstandszunahme $10^8 \cdot \Delta\varrho\ (\Omega \cdot \mathrm{cm})$ des *Wo* 8b bei 20° abs und konstantem Feld von 9,3 kG in Abhängigkeit vom Winkel zwischen Magnetfeld $\mathfrak{H}$ und Stromrichtung J. Im Azimut 0°–180° steht das Feld parallel (Longitudinaleffekt), im Azimut +90°–90° senkrecht (Transversaleffekt) zur Stromrichtung = Stabachse. Äußere Kurve aus Meßwerten, innere Kurve berechnet nach der Voigtschen Tensorformel.

die Übereinstimmung zwischen der Gleichung und den Meßwerten keine vollständige ist, wenn die Messungen an anisotropen Leitern ausgeführt werden. Die Ursache der elektrischen Anisotropie zeigt sich auch darin, daß das Polardiagramm von *Wo* 8b zu der Geraden $+90°$, $-90°$ nicht spiegelbildlich symmetrisch ist. Daß diese Abweichung zwischen Berechnung und Messung bei dem wesentlich anisotroperen Kristall *Wo* 13a und *Wo* 17a von Justi und Scheffers (4) geringer ausfällt, erklärt sich zwanglos folgendermaßen:

Wir zerlegen das Magnetfeld in eine Komponente senkrecht zum Strom ($H_\perp$) und eine parallel ($H_\parallel$) dazu; nun ist

1. die transversale Widerstandsänderung dieser reinsten Kristalle proportional zu $H_\perp^2$, also bei einer Drehung des Magnetfeldes proportional zu $(H \cdot \sin\varphi)^2$;
2. ist die longitudinale Widerstandsänderung, die $H_\parallel$ entspricht, um etwa drei Größenordnungen kleiner als der Quereffekt, so daß der Beitrag von $H_\parallel$ zur Widerstandsänderung vernachlässigt werden kann.

Aus diesen Gründen wird also bei reinsten Wolframkristallen $\Delta\varrho_\varphi = \Delta\varrho_\perp \cdot \sin^2\varphi$, auch wenn die Voraussetzungen für die Gültigkeit des tensoriell verallgemeinerten Ohmschen Gesetzes nicht bestehen.

Die beschriebenen Untersuchungen wurden mit Unterstützung der Deutschen Forschungsgemeinschaft ausgeführt, der wir für die Stellung einer technischen Hilfskraft und Bewilligung des großen Magneten zu danken haben; ferner dankt der eine von uns (A. Foroud) dem Herrn Präsidenten der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt für die Erlaubnis, in ihr als Gast arbeiten zu dürfen.

Zusammenfassung

Der elektrische Widerstand von Molybdänkristallen, die van Liempt aus der Gasphase ($MoCl_5$) auf Wolframseelen niedergeschlagen hatte, wurde im Temperaturbereich von 4,2° bis 373° abs unter dem Einfluß starker äußerer Magnetfelder untersucht, um festzustellen, ob *Mo* ebenso wie *W* dem von Kohler quantenmechanisch untersuchten Bariumtypus des elektrischen Leitungsmechanismus angehört. Diese Erwartung wird insofern erfüllt, als auch *Mo* im Magnetfeld eine Widerstandsanisotropie zeigt, als der Anisotropiefaktor merklich unabhängig von der Feldstärke ist, als es ähnliche Beträge der Widerstandsvermehrung im magnetischen Längs- und Querfeld (bis zu 35000 G) aufweist und als es der Kohlerschen Regel folgt, wonach die relative Widerstandszunahme unabhängig von Temperatur- und Restwiderstandsvariationen lediglich eine Funktion des Verhältnisses Feldstärke/feldfreier Widerstand ist. Geht man kontinuierlich von der longitudinalen ($J \parallel H$) zur transversalen Widerstandsvermehrung ($J \perp H$) über, so ergeben sich deutliche Abweichungen vom tensoriell verallgemeinerten Ohmschen Gesetz, die diskutiert werden.

Der feldfreie ($H = 0$)-Widerstand des *Mo* verläuft bei Temperaturen unterhalb von 20° abs auffallenderweise etwa mit T^2; auf die Beziehung zu den Zusammenstößen der Elektronen untereinander wird hingewiesen.

Infolge der höheren Reinheit des untersuchten *Mo* konnte erstmals aus der Temperaturfunktion des Widerstandes die charakteristische Temperatur ermittelt werden: $\theta_D = 384°$. Der normale Temperaturkoeffizient (zwischen 0° und 100° C) wurde zu 0,471 Proz. je Grad bestimmt.

Literaturverzeichnis

1) E. Justi und H. Scheffers, Metallwiss. **17**, 1357, 1938.
2) E. Justi und H. Scheffers, Forsch. u. Fortschritte **13**, 199, 1937.
3) E. Justi und H. Scheffers, Physik. Zeitschr. **37**, 383 und 475, 1936.
4) E. Justi und H. Scheffers, Physik. Zeitschr. **37**, 700, 1936; **38**, 891, 1937.
5) E. Justi und H. Scheffers, Physik. Zeitschr. **39**, 105, 1938.
6) E. Justi und H. Scheffers, Physik. Zeitschr. **39**, 591, 1938.
7) E. Grüneisen und H. Adenstedt, Ann. d. Phys. **29**, 597, 1937.
8) E. Grüneisen und H. Adenstedt, Ann. d. Phys. **31**, 714, 1938.
9) N. H. Frank, Zeitschr. f. Phys. **60**, 682, 1930; **64**, 650, 1930.
10) M. Kohler, Physik. Zeitschr. **39**, 9, 1938.
11) M. Kohler, Ann. d. Phys. **32**, 211, 1938.
12) Ir. J. A. van Liempt, De Afscheiding van Wolfraam uit Gasvormige Verbindingen en hare Toepassing. Verlag J. Muisses, Purmerend 1931.
13) W. Meißner und B. Voigt, Ann. d. Phys. **7**, 910, 1930.
14) K. Steiner und E. Fünfer, Ber. d. 7. Internat. Kältekongresses 1936.
15) H. D. Erfling, Ann. d. Phys. **34**, 136, 1939.
16) W. J. de Haas und G. J. van den Berg, Physica **3**, 440, 1936; auch Commun. Leiden, Nr. 241d.
17) W. J. de Haas und J. de Boer, Physica **1**, 609, 1934; auch Commun. Leiden, Nr. 231c.
18) W. G. Baber, Proc. Roy. Soc. London **158**, 383, 1937.
19) W. J. de Haas und P. M. van Alphen, Commun. Leiden, Nr. 225a.
20) M. Kohler, Ann. d. Phys. **20**, 891, 1934; Zeitschrift f. Phys. **95**, 365, 1935.

Berlin-Charlottenburg, im Juli 1939.

(Eingegangen 6. Juli 1939)

Das Sektorverfahren bei der Aufnahme von Elektroneninterferenzen

Von P. Debye

Bei den von P. P. Debye veröffentlichten Versuchen[1]) wird eine wesentliche Verbesserung der Interferenzaufnahmen an Molekülen durch Verwendung eines Sektors erreicht, der im Aufnahmeapparat vor der photographischen Platte rotiert. Es wurde nun gelegentlich die Frage aufgeworfen, ob nicht eine ähnliche Verbesserung auch dadurch erzielt werden könne, daß man eine ohne Sektor nach dem früheren Verfahren aufgenommene Platte unter Verwendung eines geeigneten Sektors kopiert. Im folgenden sollen einige einfache Überlegungen angestellt werden, aus denen hervorgeht, daß das Kopierverfahren ungeeignet ist und nur die direkte Beeinflussung der Streuelektronen durch den Sektor zweckentsprechend ist.

Die Verteilung der Streuintensität in ihrer Abhängigkeit vom Streuwinkel wird bei Aufnahmen an Einzelmolekülen stets wiedergegeben durch eine Funktion, deren Verlauf typisiert werden kann als das Produkt zweier Funktionen, von denen die eine mit zunehmendem Winkel sehr schnell abnimmt, während die andere langsam an Amplitude abnehmende Maxima und Minima über einem konstanten Untergrund zeigt. Ist x der Abstand von der Plattenmitte, so würde zum Beispiel ein Gas mit zweiatomigen Molekülen, von denen jedes als ein Gebilde, das nur aus zwei Kernen in einem festen Abstande besteht, idealisiert werden soll, eine Streuintensität der Form

$$q = q_0 \left(\frac{a}{x}\right)^4 \left[1 + \frac{\sin 2\pi \frac{x}{a}}{2\pi \frac{x}{a}}\right] \qquad (1)$$

hervorrufen. Die Größe q möge dabei die Zahl der Streuelektronen bedeuten, die in der Zeiteinheit auf die Flächeneinheit der Aufnahmeplatte auffallen; die Größen q_0 und a sind Konstanten. Die erstere mißt die absolute, unter anderem von der Stärke des primären Bündels abhängige Intensität, die zweite die auf der Platte vorhandene Periode der Interferenzerscheinung, die ein Maß für den Kernabstand ist. Das wirkliche Molekül, mit Kernen und Elektronen, erzeugt zwar eine etwas kompliziertere Intensitätsverteilung. Das Typische der Intensitätskurve wird aber durch Gleichung (1) gut wiedergegeben. Außerdem nimmt der Einfluß der Elektronen im Molekül auf das Streubild mit zunehmendem Winkel mehr und mehr ab, so daß Gleichung (1) (oder die entsprechende Verallgemeinerung für mehratomige Moleküle) dann die Verhältnisse exakt darstellt. Der Faktor $\left(\frac{a}{x}\right)^4$ entspricht dabei, hier für Elektronen, der schon von Rutherford festgestellten starken Abnahme der Streuung von α-Teilchen an Kernen mit zunehmendem Streuwinkel.

Im einfachen, durch Gleichung (1) wiedergegebenen Fall würde man beim neuen Verfahren einen rotierenden Sektor benutzen, dessen Öffnung proportional mit $\left(\frac{x}{a}\right)^4$ zunimmt, und damit erreichen, daß die auf die Platte fallende Intensität allein durch die eckige Klammer von Gleichung (1) dargestellt wird.

Beim Kopierverfahren würde die auffallende Intensität der rechten Seite der unveränderten Gleichung (1) entsprechen. Es soll nun angenommen werden, daß zwischen Schwärzung s und auffallender Intensität (Teilchenzahl) q einfache Proportionalität besteht. Unter Einführung der Plattenkonstanten Q ist dann die Schwärzung s_1 dieser ersten Platte

$$s_1 = \frac{q}{Q}. \qquad (2)$$

In Wirklichkeit ist die Proportionalität nur für kleine Intensitäten vorhanden[1]) und die Schwärzung für größere Intensitäten nimmt langsamer zu, als man nach Gleichung (2) erwarten würde. Wir wollen aber bei dem einfachen Ansatz (2) stehenbleiben, da offenbar diese Annahme nur zu einer Überschätzung der Güte des Resultats führen kann.

Beim Abdrucken dieser ersten Platte auf eine zweite sind die Schwärzungsgesetze für Licht maßgebend. Die pro Flächeneinheit auffallende totale Lichtmenge sei l_1, zunächst als konstant über die ganze Platte angesehen. Es werde nun eine vom Orte auf der Platte abhängige Schwächung vorgenommen, etwa durch einen rotierenden Sektor, so daß nunmehr die auffallende Lichtmenge ωl_1 wird. Nach der Definition der Schwärzung ist dann die aus der Platte austretende Lichtmenge l_1' bestimmt durch die Gleichung

$$\log \frac{\omega l_1}{l_1'} = s_1. \qquad (3)$$

Es sei nun weiter angenommen, daß für die Schwärzung der zweiten Platte, die mit der

1) Physik. Zeitschr. **40**, 66, 404, 1939. 4.

1) Man vergleiche z. B. die Fig. 7 auf S. 282 aus dem Artikel von B. v. Borries und M. Knoll, Physik. Zeitschr. **35**, 279, 1934.

Lichtmenge I_1' belichtet wird, der Schwarzschildsche Exponent 1 ist, so daß es tatsächlich nur auf die Lichtmenge (gleich dem Produkt von Intensität und Belichtungszeit) ankommt. Arbeitet man dann im üblichen proportionalen Teile der Schwärzungskurve, so gilt für die zweite Platte der Ansatz[1])

$$s_2 = \gamma \log \frac{I_1'}{L} . \qquad (4)$$

Die Größen γ und L sind die beiden Plattenkonstanten, Steilheit und Inertia.

Zusammenfassend erhält man also nach Gleichung (2), (3) und (4):

$$s_2 = \gamma \left[\log \frac{I_1}{L} + \log \omega - \frac{q}{Q} \right] . \qquad (5)$$

Nun besteht die Elektronenzahl q nach Gleichung (1) aus zwei Bestandteilen q_1 und q_2, wobei

$$\left.\begin{aligned} q_1 &= q_0 \left(\frac{a}{x}\right)^4 \\ q_2 &= q_0 \left(\frac{a}{x}\right)^4 \frac{\sin 2\pi \frac{x}{a}}{2\pi \frac{x}{a}} . \end{aligned}\right| \qquad (6)$$

Das beste, was man zur Kompensation des allgemeinen Intensitätsabfalles tun kann, erreicht man offenbar, wenn der Schwächungsfaktor ω so als Funktion der Plattenkoordinate x gewählt wird, daß

$$\log \omega = \frac{q_1}{Q} + \text{const} \qquad (7)$$

wird. Aus Gleichung (5) folgt dann für die Schwärzung der Kopie

$$\left.\begin{aligned} s_2 &= \gamma \left[\text{const} - \frac{q_2}{Q} \right] \\ &= \gamma \left[\text{const} - \frac{q_0}{Q} \left(\frac{a}{x}\right)^4 \frac{\sin 2\pi \frac{x}{a}}{2\pi \frac{x}{a}} \right] . \end{aligned}\right| \qquad (8)$$

Es liegen danach auf demjenigen Teil der Platte, deren Schwärzungsbereich die Erfüllung der Bedingung (7) zuläßt, die Maxima und Minima nunmehr auf einem örtlich konstanten Untergrund. Ihre Amplitude aber nimmt nicht, wie es wünschenswert wäre und wie es bei der direkten Einwirkung des Sektors auf die Streuelektronen erreicht wird, langsam mit ihrer Ordnungszahl ab, denn der maßgebende Faktor $\left(\frac{a}{x}\right)^4$ ist nicht kompensiert worden.

Der wesentliche Vorteil der Kompensation durch direkte Einwirkung auf die Streuelektronen liegt offenbar darin, daß dieses Vorgehen ein multiplikatives Verfahren darstellt, während die nachträgliche Kompensation beim Abdrucken einem additiven Verfahren gleichkommt.

Berlin, Max Planck-Institut, 3. Juli 1939.

(Eingegangen 3. Juli 1939)

Die ultraroten Absorptionen der Seltenen Erd-Ionen

Von Gottfried Rosenthal

Nachdem Gobrecht[1]) die Absorptionen der *SE*-Ionen im *UR* gefunden und in den Hauptzügen gemessen und gedeutet hatte, tauchte der Plan auf, die ultraroten Untersuchungen noch weiter auszudehnen. Einmal sollten die Absorptionen der *SE*-Ionen noch einmal mit größtmöglicher Empfindlichkeit durchgemessen werden, um noch eventuell Feinstrukturen und Linien, die bisher der Beobachtung entgangen waren, zu finden. Zum anderen wurde aber auch geplant, Metalloxyde, in erster Linie *MgO* im weiteren *UR* zu untersuchen, und zwar *MgO*, das bei Aktivierung mit *Sm* und Erregung als Phosphor bei verschiedener Vorgeschichte verschiedene Spektrentypen zeigte[2]). Diese Unterschiede wurden Verschiedenheiten im Aufbau des Oxydes zugeschrieben, Überstrukturen, die sich röntgenographisch nicht mehr nachweisen lassen; und es sollte festgestellt werden, ob sich diese mit Hilfe der Fluoreszenz nachgewiesenen Überstrukturen auch im ultraroten Absorptionsspektrum bemerkbar machen.

Für diese Aufgaben wurde zunächst ein sehr empfindliches Thermoelement gebaut, das an anderer Stelle eingehend beschrieben wird. Hier sollen die Meßergebnisse an den in Borax gelösten *SE*-Oxyden mitgeteilt werden.

Der Versuchsaufbau war im großen und ganzen der gleiche wie bei Gobrecht; es wurde verwendet: Eine 1000-Watt-Lampe als Lichtquelle, ein Quarzdoppelmonochromator nach C. Müller (Firma B. Halle Nachf.), ein Zernicke-Galvanometer zum Messen des Thermostromes. Das letztere stand auf einer vereinfachten Müllerschen Aufstellung[3]), die auch bei der verwendeten Lichtzeigerlänge von 6 m bei jeder Tageszeit zu messen erlaubte, ohne daß

1) Vgl. etwa E. v. Angerer, Wissensch. Photographie, S. 32 und 112. Leipzig 1939.

1) Ann. d. Phys. **28**, 763, 1937; **31**, 755, 1938.
2) Tomaschek und Deutschbein, Ann. d. Phys. **16**, 930, 1933.
3) Ann. d. Phys. **1**, 613, 1929.

sich störende Schwankungen bemerkbar machten. Der Ausschlag der Registrierungen variierte dabei zwischen 30 und 200 mm. Die Zernicke-Thermosäule wurde durch das erwähnte selbstgebaute Thermoelement ersetzt, auf dem der Austrittsspalt rund 2,5mal verkleinert mit Hilfe eines Kugelspiegels abgebildet wurde. Diese Anordnung erwies sich als 100–120mal empfindlicher als die von Gobrecht; die Spaltbreite konnte entsprechend schmäler gemacht werden, wodurch das Auflösungsvermögen entsprechend stieg. Auch die Absorptionen wurden schärfer, ihre Lage konnte also genauer bestimmt werden. Dazu kam, daß dank der Empfindlichkeit der Anordnung die Wellenlängentrommel mit Hilfe des *UR*-Spektrums des Quecksilberbogens nachgeeicht werden konnte. Aus dem Linienspektrum wurde die spektrale Spaltbreite bei 1 μ zu rund 7,5 mμ bestimmt (bei dem hier üblichen Ausschlag von rund 200 mm); die beiden gelben Quecksilberlinien wurden dabei ohne weiteres getrennt.

Das in Borax gelöste *SE*-Oxyd wurde wieder wie bei Gobrecht als Boraxperle in einer Platinöse vor dem Eintrittsspalt des Monochromators befestigt. Nur in drei Fällen wurde das Präparat als dickeres Glasstück (rund 10 mm dick) verwendet, um größere Absorption zu bekommen.

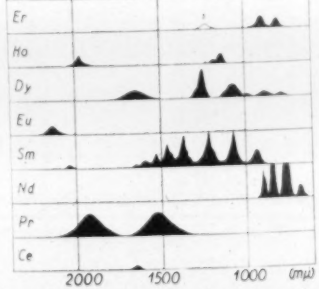

Fig. 1. Die ultraroten Absorptionen der Seltenen Erd-Ionen.

Die Meßergebnisse werden im folgenden für jedes Element einzeln angegeben und besprochen. Die Wellenlängen sind in mμ angegeben, die Wellenzahlen (cm^{-1}) stehen in Klammern. Fig. 1 gibt ein übersichtsmäßiges Bild der auftretenden Absorptionen.

Ytterbium

972 (10290), äußerst scharfe Absorption, fast so schmal wie eine monochromatische Linie.

Thulium

1210 (8260), tief, äußerst scharf, an den Rändern breiter als eine monochromatische Linie.

785 (12740), tief, sehr scharf, etwas breiter als die vorhergehende Absorption.

684 (14620), flach und breit.

Erbium

Die Linie, die Gobrecht bei 1260 mμ gefunden hatte, konnte nicht bestätigt werden. Leider stand nur sehr wenig reines Erbium zur Verfügung, so daß wahrscheinlich die Absorption zu schwach war. Es wurde eine zweite, stark konzentrierte Perle mit weniger reinem Erbium hergestellt und untersucht. Es wurden aber nur Linien gefunden, die den Verunreinigungen zuzuschreiben waren. Eine Bande von 1250 mμ, die dem *Dy* zugeschrieben werden muß, zeigte allerdings auf ihrer kurzwelligen Seite (bei 1230 mμ, der Trommelstellung „1260") die Andeutung einer Struktur. Sie kann aber nur vorbehaltlich einer genaueren Nachprüfung als Erbiumlinie angesprochen werden.

Holmium

1965 (5090), flach und nicht sehr tief, aber die ausgeprägteste der vorhandenen Absorptionen.

1180 (8470), sehr kleine, aber deutlich erkennbare Absorption.

1143 (8747), größer als die vorhergehende, unten runde Absorption.

Die beiden letzten, von Gobrecht auf Grund photographischer Aufnahmen gefundenen Linien bei 890 und 750 mμ konnten mit dieser Apparatur nicht gemessen werden, es war dazu zu wenig Holmium in der Perle gelöst.

Dysprosium

1645 (6078), sehr breit, erstreckt sich von rund 1500–1800 mμ, dabei aber doch verhältnismäßig tief.

1245 (8032), sehr tief und verhältnismäßig schmal, unten abgerundet. Ihrem Charakter und ihrer Stärke nach zu urteilen, ist diese Absorption durch Übergänge zwischen zwei verschiedenen Termen zu erklären und nicht durch bloße Änderung der inneren Quantenzahl. Diese Annahme wird noch dadurch bestärkt, daß bei den vorhergehenden *SE* die längstwellige mehrerer Absorptionen, die durch Änderung der inneren Quantenzahl verursacht worden sind, die stärkste ist, und die Absorptionen um so weniger ausgeprägt werden, je kürzerwelliger sie sind. Die

genannte Bande zeigt allerdings an ihrer langwelligen Seite die Andeutung einer Struktur (bei 1300), vielleicht entspricht diese Struktur der gesuchten, durch Spinumkehr erzeugten Absorption.

1070 (9340), nicht so tief wie die vorhergehende Absorption, aber ebenso breit, reicht von rund 1000–1150 mμ unten abgerundet. Es scheint auch hier so, als ob die langwellige Seite einen Begleiter zeigt. Im übrigen kann die Absorption aus den gleichen Gründen wie vorher als Termübergang angesprochen werden.

980 (10200), sehr kleine, aber deutliche Absorption.

880 (11360), sehr breite und flache Absorption.

785 (12740), flach und breit, jedoch nicht so breit wie die vorhergehende.

Terbium

Es konnte keine Absorption festgestellt werden, obwohl bei 1700 mμ eine solche infolge Spinumkehr hätte erwartet werden können.

Europium

2133 (4680), flach und nicht tief, aber deutlich wahrzunehmen.

Gobrecht schreibt diese Absorption einem Übergang zwischen der zweiten, temperaturangeregten Stufe des Grundtermes und der obersten Stufe dieses Termes zu. Aber auch die Erklärung, daß es sich um den Übergang zwischen der untersten und obersten Stufe des Grundtermes handelt, ist ebenso wahrscheinlich, besonders da dieser Übergang, der kürzerwellig sein müßte, bei der ersten Erklärung nicht auftreten würde. Der sich unter Zugrundelegung der zweiten Erklärung ergebende Unterschied in der Abschirmungszahl von 35,0 im Borglas und 34,36 in der Substanz, mit der das zugrunde gelegte Emissionsspektrum gewonnen worden ist, ließe sich durch die verschiedene Wirkung der molelektrischen Felder deuten. Die Entscheidung läßt sich nur durch entsprechende Auswertung von Emissionsspektren, die mit Hilfe der *Eu*-Boraxperle aufgenommen worden sind, treffen.

Samarium

Hier zeigte sich am deutlichsten der Wert einer hochempfindlichen Apparatur, es fanden sich neue Linien, die zum Teil noch besondere Strukturen zeigten (s. Fig. 2).

2033 (4920), sehr kleine, schwache Absorption.

1640 (6090), schwach, aber deutlich zu erkennen.

1595 (6260), nicht sehr stark, aber verhältnismäßig scharf.

1525 (6550), stark, unten leicht abgerundet.

1465 (6820), stark, unten leicht abgerundet.

1360 (7350), sehr stark, scharf, sehr deutliche Feinstruktur auf der langwelligen Seite (bei 1390).

1217 (8220), äußerst stark, scharf, an der langwelligen Seite doppelte Feinstruktur (bei 1243 und 1277).

1075 (9300), äußerst stark, sehr scharf, Feinstruktur auf der langwelligen Seite (bei 1100).

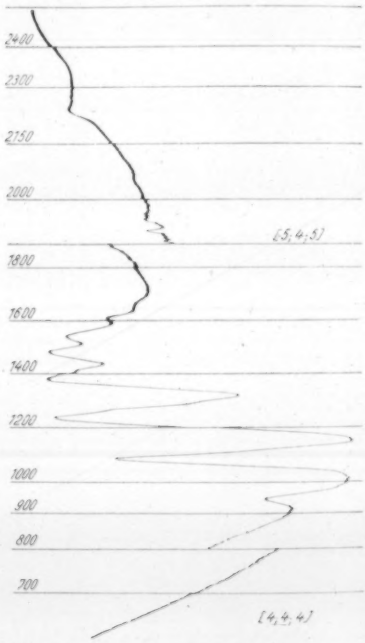

Fig. 2. Registrierung der Absorption einer *Sm*-Boraxperle.

940 (10640), nicht sehr stark, dieselbe Breite wie die anderen Banden, unten rund.

Um zu sehen, ob die Feinstrukturen noch weiter aufgelöst werden, wurden zwei weitere Aufnahmen mit stark verkleinertem Spalt gemacht. Die Feinstrukturen traten dabei deutlicher hervor, wurden aber nicht weiter aufgelöst.

Statt der 6 von Gobrecht angegebenen Absorptionen wurden 8 gefunden, abgesehen von den Strukturen. Dadurch wird nun die Deutung sehr erschwert. Gobrecht deutete die von ihm gefundenen 6 Linien als Übergänge zwischen dem Grundniveau und dem Sextett-*F*-Term. Man könnte meinen, daß vielleicht die

2. und 4.–8. Linie der Achtergruppe zu diesem Sextett gehören und die 1. und 3. Linie fremde Linien sind. Berechnet man aus der Aufspaltung die Abschirmungszahl, so ergibt sich $\sigma = 34{,}5$ (Gobrecht findet aus dem Fluoreszenzspektrum 34,7; also eine gute Übereinstimmung). Diese Deutung hat aber die Schwierigkeit, daß die Abstände zwischen der 2. und 4. Linie größer sind als die zwischen der 4. und 5. (560 und 530 cm^{-1} resp.), was eine unverhältnismäßig starke und vor allem auch unregelmäßige Abweichung von der Intervallregel bedeuten würde.

Eine andere Deutungsmöglichkeit ist, die 8 Linien als zwei der zahlreichen Quartette des *Sm* zu deuten.

Man könnte auch annehmen, daß es sich um 6 Linien handelt und 2 nur durch starke molekelektrische Aufspaltung erzeugt worden wären. Diese Deutung scheint jedoch unwahrscheinlich zu sein, da nicht anzunehmen ist, daß in einem Glas so scharfe Aufspaltungen vorkommen, daß sie als einzelne Linien erscheinen, da dazu die molekularen Felder im Glas nicht scharf genug definiert sind, man vielmehr annehmen muß, daß ihre Stärke sehr schwankt, daß also derartige Aufspaltungen entsprechend verwischt sind. Aus dem gleichen Grunde kann man annehmen, daß die Feinstrukturen besonderen Übergängen entsprechen, die mit ihrer Hauptlinie nur zufällig so eng zusammenfallen. Diese Möglichkeit muß grundsätzlich mit ins Auge gefaßt werden, da ja beim *Sm* theoretisch eine große Mannigfaltigkeit der Terme zur Verfügung steht. Das erschwert aber die Deutung der Liniengruppe nur noch mehr. Zwischen den aufgezeigten Deutungsmöglichkeiten wird erst eine weitere Bearbeitung entscheiden können.

Neodym

Das Neodym wurde sehr sorgfältig untersucht, um die Übergänge $^4I_{\frac{1}{2}}$ nach $^4I_{13/2}$ und $^4I_{\frac{1}{2}}$ zu finden. Es war aber leider trotz intensiven Suchens nicht möglich, diese Absorptionen festzustellen. Die Absorption bei 1920 mμ fällt gerade ungünstigerweise in das Gebiet der Wasserdampfabsorption. Auch nach Zwischenschalten eines 1 cm dicken Stückes Borglas, das 10 Proz. Nd_2O_3 enthielt, konnte keine Veränderung der Wasserdampfbande beobachtet werden. Auch bei 1250 mμ, das dem ersten der beiden genannten Übergänge entsprechen würde, konnte keine Absorption festgestellt werden. Es ist zwar bei genau 1220 eine Absorption vorhanden. Diese muß jedoch als dem *Sm* zugehörig betrachtet werden, das sich gleichzeitig bei 1070 bemerkbar macht.

An sich ist nicht einzusehen, warum diese Absorptionen nicht auftreten sollen, da sie bei anderen *SE* zu sehen sind; sie werden nur sehr schwach sein. Um sie feststellen zu können, wäre es nötig, ein sehr dickes Stück Glas, das mit reinstem *Nd* (kein *Pr* und *Sm*) gefärbt ist, zu untersuchen. Für diese Arbeit stand leider nicht die nötige Menge reinsten Nd_2O_3 zur Verfügung. Es wäre aber wünschenswert, diese Absorptionen noch festzustellen, da nur auf diese Weise die Abschirmungszahl für *Nd* genau bestimmt werden kann.

Praseodym

1930 (5180), sehr stark und sehr breit.

1525 (6557), sehr stark und sehr breit, zeigt an der kurzwelligen Seite eine deutliche Einbuchtung, die aber sichtlich auf den Einfluß des Wasserdampfes zurückgeht.

Der Übergang innerhalb des Grundtermes war zwischen 1600 und 1700 zu erwarten, also zwischen diesen beiden Hauptabsorptionen. Es wurde deshalb ein 1 cm dickes Stück Borglas, das mit *Pr* gesättigt war, hergestellt und untersucht. Aber auch hier konnte diese Absorption nicht festgestellt werden. Entweder ist sie noch zu schwach oder liegt zu dicht bei einer der beiden starken Absorptionen.

Cer

1650 (6060), beim Cer ist auf die eben geschilderte Weise doch noch diese von Gobrecht vergeblich gesuchte Absorption gefunden worden, obwohl in der Boraxperle keinerlei Andeutungen davon zu sehen waren. Allerdings war das rund 1 cm dicke Stück Borglas mit Cer gesättigt und das Cer befand sich z. T. im 4wertigen Zustand (braune Farbe).

Der angegebenen Absorption entspricht ein $\sigma = 30{,}2$.

Die Wellenlängen können mit rund ± 4 mμ genau angenommen werden. Die Fehler setzen sich aus der Genauigkeit der Eichkurve und der der Ablesung des Maximums der Absorption zusammen. Bei sehr scharfen Absorptionen wird die Genauigkeit noch höher angenommen werden können, bei sehr flachen etwas geringer. Die dritte Stelle der Wellenlängenangabe kann als gesichert angesehen werden.

Herrn Prof. Tomaschek danke ich dafür, daß er mir die Durchführung dieser Arbeit ermöglichte, Herrn Dr. Gobrecht für das Zur-Verfügung-Stellen der *SE*-Boraxperlen. Das Zernicke-Galvanometer wurde aus Mitteln der Helmholtz-Gesellschaft angeschafft, im übrigen wurde die Arbeit durch die Deutsche Forschungsgemeinschaft unterstützt, wofür auch hier gedankt werden soll.

Dresden, Physikalisches Institut der Technischen Hochschule.

(Eingegangen 2. Mai 1939)

Um wieviel unterscheiden sich die Spannungen selbstgefertigter Westonelemente?

Von Fritz Emde

I

Bei den meisten Messungen kommt es weniger darauf an, die äußerste Genauigkeit zu erreichen, als darauf, sich gegen grobe Fehler zu schützen, die unbemerkt bleiben oder erst zu spät bemerkt werden. Für elektrische Messungen legt das den Gedanken nahe, sich nicht auf ein einziges Westonelement zu verlassen, sondern mehrere, womöglich eine größere Zahl von Elementen vorrätig zu halten, deren Spannungen jederzeit leicht verglichen werden können. Wahrscheinlich wird dann die größte Spannung mehr, die kleinste weniger als 1018300 μV betragen. Wenn ein Element fehlerhaft wird, so wird seine Spannung von den Spannungen der übrigen Elemente stark abweichen, so daß der Fehler sofort entdeckt wird.

Im Stuttgarter Elektrotechnischen Institut wurden 6 Westonelemente im Februar 1931 hergestellt, 6 weitere im Mai 1937. Die Chemikalien dazu wurden jedesmal von verschiedenen Firmen bezogen.

Um wieviel werden sich nun die Spannungen der einzelnen selbstgefertigten Elemente unterscheiden, wenn man sie in der gewöhnlichen Weise ohne besondere Vorsichtsmaßregeln benutzt? Um diese Frage zu beantworten, wurden im Jahre 1935 die Elemente des ersten Satzes von 1931 paarweise gegeneinandergeschaltet und die Spannungsreste gemessen. Es zeigte sich, daß diese Spannungsreste fast bis zu 200 μV hinauf stiegen. Zur Messung wurde der Spannungsrest möglichst genau gleich dem Spannungsverlust in einem Normalwiderstand gemacht. Das benutzte Nullinstrument war so empfindlich, daß der Spannungsverlust im Normalwiderstand bis auf 0,5 μV gleich dem Spannungsrest gemacht werden konnte. Der kompensierende Strom konnte bis auf 6 μA genau gemessen werden, daher der Spannungsverlust im Normalwiderstand von 0,1 Ohm (für die Spannungen über 30 μV) bis auf 0,6 μV genau (Fehler: höchstens 2 Proz.) und im Normalwiderstand von 0,01 Ohm (für die Spannungen unter 30 μV) bis auf 0,06 μV genau (Fehler: mindestens 0,2 Proz.). Wegen der Thermokräfte ist jedoch die Unsicherheit der Spannungsmessung größer, sie mag etwa wenige Mikrovolt betragen. (Zweite Messung mit vertauschten Klemmen und gewendetem Strom; Mittel aus beiden Werten.) Die Spannungen dieser 6 Elemente wichen von ihrem unbekannten Mittelwert äußerstenfalls rund um ± 80 μV ab. Über diese ersten Messungen ist schon an anderer Stelle berichtet worden[1]).

Die Spannungsreste sind nochmals über mehrere Tage beobachtet worden im Frühjahr und im Dezember 1936 und im März 1937. Die Ergebnisse sind in Fig. 1 dargestellt. Die gemessenen Werte zeigen einen ziemlich unregelmäßigen Gang, die Abweichungen vom Mittel

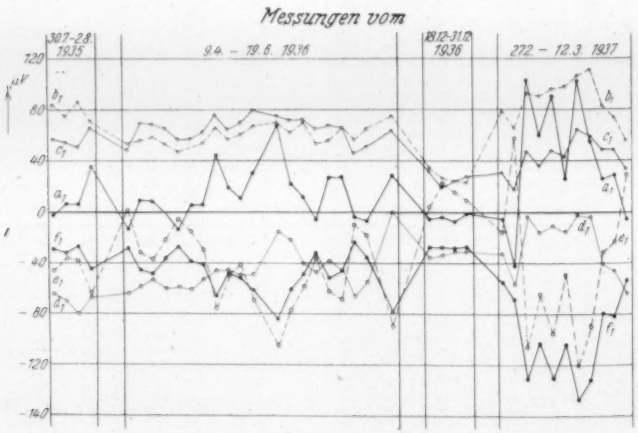

Fig. 1. Abweichungen der Elementspannungen a_1 bis f_1 vom unbekannten Mittel zu verschiedenen Zeiten.

1) Elektrotechnik und Maschinenbau (Wien) 1935, S. 434.

werden größer als anfangs und erreichen rund 150 μV. Durchschnittlich liegen sie etwa bei ± 60 μV. Im allgemeinen wird man also mit einer Unsicherheit von ± 100 μV rechnen müssen[1]).

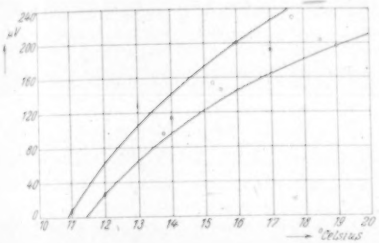

Fig. 2. Abhängigkeit des Spannungsrestes b_1-e_1 von der Temperatur.

Manche Spannungsreste ändern sich stark mit der Temperatur. Da die Elemente immer nahe beieinander standen, müssen sie annähernd dieselbe Temperatur gehabt haben. Folglich müssen die beiden gegeneinandergeschalteten Elemente ihre Spannungen in verschiedener Weise mit der Temperatur ändern. Das dürfte die wichtigste Ursache für die große Schwankung der Spannungsreste sein, die bei einigen Elementenpaaren gefunden worden ist. Während bei den Paaren b_1e_1 und b_1f_1 der Spannungsrest mit wachsender Temperatur größer wurde (Fig. 2 und 3), wurde er bei dem Paar b_1a_1 kleiner (Fig. 4). Nach abnehmenden Spannungen geordnet ist die Reihenfolge der Elemente:

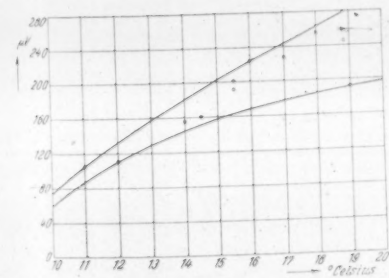

Fig. 3. Abhängigkeit des Spannungsrestes b_1-f_1 von der Temperatur.

1) Die Messungen sind anfangs von Th. Fecker ausgeführt und später von R. Vester fortgesetzt worden.

$b_1, a_1, c_1, d_1, e_1, f_1$. Die Spannungsreste der Paare b_1c_1 und b_1d_1 änderten sich nur wenig mit der Temperatur.

An dem zweiten Elementensatz von 1937 wurden die Spannungsreste bei 26° C an vier aufeinanderfolgenden Tagen gemessen (Tabelle I). Als größter Unterschied zwischen der

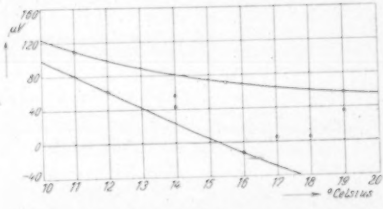

Fig. 4. Abhängigkeit des Spannungsrestes b_1-a_1 von der Temperatur.

kleinsten und der größten Abweichung der Spannung eines bestimmten Elementes vom unbekannten Mittelwert der sechs gleichzeitigen Elementspannungen wurde 17 μV gefunden. Die höchste Elementspannung übertraf die niedrigste etwa um 250 μV.

Tabelle I

	10.	11.	12.	13.	Größte Differenz
	August 1937				
	in μV	in μV	in μV	in μV	
$e_2-m_2=$	− 103	− 104	− 98	− 104	6
$c_2-m_2=$	− 78	− 85	− 88	− 90	12
$d_2-m_2=$	− 71	− 72	− 74	− 65	9
$a_2-m_2=$	− 8	− 1	− 18	− 8	17
$b_2-m_2=$	+ 117	+ 118	+ 120	+ 123	6
$f_2-m_2=$	+ 142	+ 144	+ 156	+ 147	14

Es wurden noch die Elemente höchster Spannung des ersten und des zweiten Satzes verglichen und auch die Elemente niedrigster Spannung (Tabelle II). Beidemal hatten die Elemente des zweiten Satzes eine höhere Spannung.

Tabelle II

	11.	12.	13.
	August 1937		
	in μV	in μV	in μV
$f_2-b_1=$	+ 108	+ 70	+ 33
$e_2-e_1=$	+ 90	+ 83	+ 75

II

Nach einem Deutschen Reichsgesetz von 1898, das noch bis 1940 gültig bleibt, und nach internationalen Vereinbarungen bildet neben dem Quecksilberohm die Grundlage elektrischer

Messungen nicht das Westonelement, sondern das Silbercoulombmeter. Deswegen drängt sich die Frage auf, wie groß die Unsicherheit der Silberniederschläge beim Silbercoulombmeter ist. Hierüber geben z. B. Messungen der Reichsanstalt Aufschluß.

In der Zeitschrift für Instrumentenkunde 1932, S. 249, haben H. v. Steinwehr und A. Schulze mitgeteilt, welche Spannungen sich für verschiedene Westonelemente bei der Eichung mit dem Silbercoulombmeter ergeben haben. Auf S. 257 ist angegeben, welche Spannungen für ein bestimmtes Westonelement (mit F_7 bezeichnet) bei 11 Eichungen (an verschiedenen Tagen) gefunden worden sind. Uns kommt es hier nur auf die Abweichungen vom Mittelwert an. Sie betragen $+64$, -5, -15, -55, -6, $+124$, -56, -85, -86, $+65$, $+55\,\mu$V.

Die Abweichungen vom Mittel sind also wie bei unsern Sätzen von Westonelementen von der Größenordnung $\pm 100\,\mu$V. Der Unterschied zwischen dem größten und dem kleinsten Wert beträgt 210 μV. So sehr man bei der Urmessung eine geringere Streuung der Werte wünschen würde, so muß man es auf der andern Seite doch bewundern, daß es gelungen ist, die Streuung so weit herabzudrücken, wenn man sich daran erinnert, wie umständlich und schwierig die Messungen mit dem Silbercoulombmeter auszuführen sind. Durch das Silbercoulombmeter fließt 2 Stunden lang ein Strom etwa von 0,3 A. Die Zeitpunkte des Einschaltens und Ausschaltens müssen bis auf wenige hundertstel Sekunden genau bestimmt werden. Darauf ist ein Silberniederschlag von rund 3 g zu trocknen und zu wiegen. Bei allen diesen Messungen sollen die relativen Fehler womöglich nur Milliontel, höchstens aber Hunderttausendstel betragen. Kein Stromzeiger wäre imstande, diese Genauigkeit aufzunehmen. Deswegen wird mit dem Silbercoulombmeter die Spannung eines Westonelements bestimmt, indem der Strom so eingestellt wird, daß der Spannungsverlust in einem Normalwiderstand gleich der Spannung des Westonelements wird.

Bei dieser Sachlage ist es begreiflich, daß F. A. Wolff vom Bureau of Standards (Washington) schon im Jahre 1904 vorgeschlagen hat, das Silbercoulombmeter als Messungsgrundlage fallen zu lassen und durch das Westonelement zu ersetzen. Diesen Vorschlag hielt das Bureau of Standards auch noch 1908 bei der Internationalen Konferenz in London aufrecht[1]). Aber damals lagen noch nicht so umfassende Erfahrungen über das Westonelement vor wie heute. Doch ist der amerikanische Vorschlag hauptsächlich wohl nicht aus einem physikalischen, sondern aus einem juristischen Grunde nicht angenommen worden: Das Silbercoulombmeter war schon in mehreren Ländern gesetzlich eingeführt; nur ungern hätte man sich zu einer Änderung dieser Gesetze entschlossen.

Noch begreiflicher wird der amerikanische Standpunkt, wenn man sich die Zahlen ansieht, die die Reichsanstalt 1913 für die Abweichungen der Spannungen ihrer Westonelemente mitgeteilt hat[1]). Die Abweichungen vom Mittelwert steigen danach gewöhnlich höchstens auf 20 μV und nur ausnahmsweise einmal auf 40 μV. Danach ist das Westonelement dem Silbercoulombmeter also nicht nur gleichwertig, sondern überlegen. Leider ist nichts darüber angegeben worden, wie diese Zahlen gefunden worden sind. Vermutlich ist eine bekannte Meßmethode benutzt worden, nur weiß man eben nicht, welche und wie empfindlich sie war. Insbesondere weiß man nicht, ob die Spannungsreste selbst gemessen worden sind oder ob die Elementspannungen gemessen und darauf ihre Differenzen gebildet worden sind.

Was auch immer die Ursache der von uns gefundenen größeren Abweichungen der Westonspannungen sein mag (chemische Verunreinigungen, Glassorten usw.), jedenfalls darf man die von der Reichsanstalt gefundenen günstigen Werte nicht ohne weiteres auf selbstgefertigte Westonelemente anwenden. Anderseits ist ja aber eine Unsicherheit unter $\pm 2 \cdot 10^{-4}$ der Gesamtspannung fast immer praktisch bedeutungslos. Überdies wird diese Einbuße an Genauigkeit reichlich dadurch aufgewogen, daß man gegen grobe Zufallsfehler eines einzelnen Elements geschützt ist, wenn man sich auf die Spannungen mehrerer Elemente stützt[2]).

III

Schon in der ersten Mitteilung über unsere Messungen habe ich ausgesprochen, daß gegenüber dem Westonelement die große Umständlichkeit der Silberniederschlagsmessungen nicht durch einen Gewinn an Sicherheit aufgewogen wird. Genau dasselbe hat (was ich damals nicht wußte) vor 34 Jahren in Amerika Wolff gesagt.

1) W. Jaeger, Die Entstehung der internationalen Maße der Elektrotechnik, S. 74 und 81. Verlag Springer, Berlin 1932.

1) Zeitschr. f. Instr.kd. **33**, 364, 1913.

2) Die Veröffentlichung über eine mühsame und zeitraubende physikalische Untersuchung mußte zurückgezogen werden, weil erst nachträglich gefunden wurde, daß das Westonelement wahrscheinlich eine zu geringe Spannung gehabt hat, als es zu der Untersuchung benutzt wurde. Einige Zeit nach Abschluß der Arbeit hatte das Element eine um 6200 μV zu kleine Spannung. Zeitschr. f. Phys. **94**, 649, 1935.

Dieser Ausspruch hat mir einen heftigen Angriff des Herrn v. Steinwehr eingetragen[1]). Ich hätte auf Grund eines mehr als dürftigen Beobachtungsmaterials Kritik geübt. Nun, mein Ausspruch gründete sich weniger auf unsere wenigen eigenen Messungen an Westonelementen als auf die Messungen der Reichsanstalt mit dem Silbercoulombmeter. Ja, hätte ich damals schon auch die Zahlen gekannt, die die Reichsanstalt für die Spannungsabweichungen ihrer Westonelemente gefunden hat, so wäre mein Ausspruch noch viel besser begründet gewesen. Keine Dialektik kann diesen einfachen und unzweideutigen Tatbestand aus der Welt schaffen.

Was ist der wesentliche Inhalt der vielen Worte des Herrn v. Steinwehr? Trotz der großen Streuung der Silberniederschlagsmessungen ist man dadurch zu guter internationaler Übereinstimmung gelangt, daß man aus vielen Einzelmessungen das Mittel gebildet hat. Genau dasselbe Rezept ist auch auf die Spannungen vieler Westonelemente anwendbar, die ja nach den Messungen der Reichsanstalt sehr viel weniger streuen als die Silberniederschläge.

Man darf auch dies nicht vergessen: Eine spätere Anwendung einer Silberniederschlagsmessung, ja schon der Vergleich mehrerer aufeinanderfolgender solcher Messungen hat den unerschütterlichen Glauben an die Konstanz der Spannung des benutzten Westonelements zur Voraussetzung. Man kann zwar Westonelemente ohne ein Silbercoulombmeter benutzen, aber nicht ein Silbercoulombmeter ohne Westonelement. Ja, wäre (entgegen der Wirklichkeit) die Unsicherheit der Silberniederschlagsmessungen 10mal so klein wie die Schwankung der Spannung eines bestimmten Westonelements, so könnte diese höhere Sicherheit später auf keine Weise ausgenutzt werden. Die resultierende Unsicherheit bliebe doch die des Westonelements.

Die Frage, ob Silbercoulombmeter oder Westonelement, wird 1940 gegenstandslos, weil von 1940 an die Induktivitätskonstante des Vakuums die Messungsgrundlage bilden soll. Die Induktivitätseinheit soll so groß gewählt werden, daß jener Konstante (als Längeneinheit das Zentimeter vorausgesetzt) die transzendente Maßzahl $4\pi \cdot 10^{-9}$ zukommt. Man gibt sich der Hoffnung hin, daß es bis 1940 gelingt, die Unsicherheit der Messungen mit der Stromwaage so klein zu machen, daß die neue Messungsgrundlage nicht schlechter wird als die alte.

Für die nichtamtliche Meßpraxis bleibt dagegen auch künftig von Bedeutung, daß man durch Übergang von dem so bequemen Westonelement zu dem umständlichen Silbercoulombmeter nicht zu einer höheren Sicherheit der Messung gelangen würde.

Stuttgart, Elektrotechnisches Institut der Technischen Hochschule.

(Eingegangen 4. August 1938)

Stellungnahme zu der Frage der elektrischen Grundeinheiten

Von H. v. Steinwehr

Der wesentliche Punkt, um den sich die Ausführungen Emdes drehen, ist die Frage, ob es mehr zu empfehlen ist, das Silbervoltameter oder das Normalelement als Grundlage für eine der elektrischen Grundeinheiten Volt, Ohm, Ampere zu nehmen. Für Ohm und Volt können Etalons aufbewahrt werden, für das Ampere dagegen nicht. Es hätte also vielleicht näher gelegen, das Volt als zweite Grundeinheit neben dem Ohm zu wählen. Gleichwohl hat man als zweite Grundeinheit das Ampere genommen, und zwar aus folgenden Gründen.

Als man sich im Jahre 1893 (Konferenz in Chikago) entschloß, Werte für die elektrischen Grundeinheiten festzusetzen, hatte man die Absicht, sie in möglichst nahen Anschluß an die sog. absoluten elektrischen Einheiten zu bringen. Da nur für Ohm und Ampere Untersuchungen vorlagen, in denen die Werte derselben in absoluten Einheiten ermittelt waren, konnten nur für diese beiden Größen Werte festgesetzt werden, die dann, um die außerordentlich schwierigen Bestimmungen ihrer Absolutwerte in Zukunft zu vermeiden, empirisch, und zwar mit Hilfe des Quecksilberwiderstandes und des Silbervoltameters definiert wurden. Diese Definitionen wurden in die Gesetze über die elektrischen Einheiten aufgenommen. Der zweite Grund, weshalb man damals das Volt nicht als primäre Einheit nehmen konnte, lag in der mangelhaften Reproduzierbarkeit der Normalelemente, die erst viel später durch jahrelange Arbeit auf den jetzt erreichten hohen Stand gebracht werden konnte. Im Laufe der Zeit haben sich nun die Bestrebungen durchgesetzt, diese empirischen Einheiten aufzugeben und an ihre Stelle endgültig als Grundlage des elektrischen Maßsystems die absoluten elektrischen Einheiten zu setzen. Auch jetzt liegen die Verhältnisse noch so, daß die Absolutmessungen sich nur auf Ohm und Ampere erstrecken. Es ist demnach nicht mehr möglich, das Ampere durch das Volt als primäre Einheit zu ersetzen, und es muß auch in Zukunft dabei bleiben, den Wert

1) Physik. Zeitschr. **37**, 81, 1935.

der EMK. des Normalelements aus Absolutmessungen des Ohms und des Amperes abzuleiten und auf diese Weise dauernd zu kontrollieren. Nur tritt an die Stelle des Silbervoltameters in Zukunft die Stromwaage oder eine andere Einrichtung zur Messung des Stromes in absoluten elektrischen Einheiten. Die Frage, ob das Silbervoltameter oder das Normalelement vorzuziehen ist, ist also vollkommen gegenstandslos.

Zu S. 513, Abs. 2 der Arbeit von Emde ist zu bemerken, daß Unterschiede im Temperaturkoeffizienten der EMK. des gesättigten Weston-Elementes bisher noch nicht beobachtet worden sind. Wenn solche scheinbar doch auftreten, so ist das darauf zurückzuführen, daß die EMK. der Elemente der Temperatur verschieden rasch folgen, da die Gleichgewichtszustände, von denen der Wert der EMK. abhängt, in verschiedenen Elementen nicht mit der gleichen Geschwindigkeit erreicht werden.

Berlin-Charlottenburg, Physikalisch-Technische Reichsanstalt.

(Eingegangen 30. September 1938)

BESPRECHUNGEN

Sämtliche in diesem Heft besprochenen oder vom Verlag angezeigten Bücher sind in allen deutschen Buchhandlungen zu erhalten

Gmelins Handbuch der anorganischen Chemie. Herausgegeben von der Deutschen Chemischen Gesellschaft. Hauptschriftleiter Dr. E. Pietsch. 8. Auflage. Gr.-8°. Berlin 1939. Verlag Chemie GmbH.

1. Systemnummer 27: Magnesium, Teil B (Verbindungen), Lieferung 4 (Verbindungen mit den Alkalien und *Be*). XXXVIII und 126 S. Mit 16 Fig. Geh. RM 25.—.

Dieses Heft schließt den Teil B des Magnesiums ab. Es enthält hauptsächlich die Verbindungen mit den Alkalien und *Be*, d. h. vorwiegend Doppelsalze, deren Eigenschaften und Entstehungsbedingungen. Nur die Verbindungen mit *KCl* sind wegen ihrer dort größeren Wichtigkeit beim Kalium ausführlicher besprochen.

Anschließend wird die technische Darstellung der wichtigsten Magnesiumverbindungen, d. h. des Oxyds und Hydroxyds, Karbonats, Chlorids und Sulfats, wissenschaftlich, patentmäßig und wirtschaftsstatistisch abgehandelt.

2. Systemnummer 35: Aluminium. Teil A (Element), Lieferung 6 (Legierungen mit den Schwermetallen der 7., 8. und 1. Gruppe). XXII und 223 S. Mit 97 Fig. Geh. RM 37.—.

Die Lieferung enthält die physikalische, chemische und metallographische Beschreibung der Aluminiumlegierungen mit Mangan, Nickel, Kobalt, Silber, Gold, den Platinmetallen, Masurium und Rhenium. (Von den beiden letzten ist allerdings nur Negatives zu melden!) Die Legierungen mit Eisen und mit Kupfer sind dagegen, in sinnvoller Abweichung von dem straffen System des Handbuches, einer besonderen Lieferung vorbehalten, um ihrer technischen Bedeutung Rechnung tragen zu können.

3. Systemnummer 68: Platin. Abteilung B (Das Element), Lieferung 1 (Beginn der physikalischen Eigenschaften). II und 72 Seiten mit 7 Fig. Geh. RM 11.—.

Es beginnt die gemäß der Gmelin-Tradition straff gegliederte und kritisch verarbeitete Beschreibung des Elements Platin, zunächst der Kern- und Atomeigenschaften, der kristallographischen, mechanischen und thermischen Eigenschaften. Hervorzuheben ist ein sehr interessanter Abschnitt über die Diffusion von Wasserstoff in Platin.

G.-M. Schwab

NACHRICHTEN

Dozenturen: Regierungsrat Dr. Wilhelm Hiller für Geophysik an der Technischen Hochschule Stuttgart.

Ernannt: Der beauftragte a. o. Professor für Kriegschemie Dr. Guido Bargellini an der Universität Rom zum Direktor des Chemischen Instituts derselben Universität, der Professor der Chemie am Royal Cancer Hospital in London Dr. I. W. Cook zum Regius Professor für Chemie an der Universität Glasgow, der Dozent für Chemie an der Universität Manchester Dr. M. G. Evans zum ord. Professor für physikalische Chemie an der Universität Leeds, Professor für Chemie an der Universität Sheffield Dr. R. P. Linstead zum ord. Professor für organische Chemie an der Harvard Universität, der Dozent für physikalische Chemie an der Universität München Dr. Peter Wulff zum Dozenten mit Lehrauftrag für physikalisch-chemische Betriebskontrolle an der Universität Frankfurt a. M.

Verliehen: Dem Präsidenten der Chemisch-technischen, Reichsanstalt in Berlin Dr. Walter Rimarski der Titel Professor, dem ord. Professor der theoretischen Physik an der Universität Leipzig Dr. Werner Heisenberg die goldene Gedenkmünze der Medizinisch-Naturwissenschaftlichen Gesellschaft in Jena, dem a. o. Professor der physikalischen Chemie an der Technischen Hochschule Darmstadt Dr. Carl Wagner und dem ord. Professor der Chemie an der Universität Wien Dr. Ernst Späth die silberne Gedenkmünze der gleichen Gesellschaft.

Gestorben: Der frühere a. o. Professor für physikalische Chemie und Elektrochemie sowie Gasanalyse an der Technischen Hochschule München Dr. Johann Hofer, der ord. Professor der organischen Chemie an der Universität Jena Dr. Wilhelm Schneider.

Verantwortlicher Schriftleiter: Professor Dr. Dr. h. c. P. Debye, Berlin. — Für den Anzeigenteil verantwortlich: A. Plohmann, Leipzig. — Verlag S. Hirzel, Leipzig C 1, Königstr. 2. — Druck: Bibliographisches Institut AG., Leipzig. — D. A. 1330. II. Vj. 1939. Zur Zeit gilt Anzeigenpreisliste 3. — Printed in Germany